ORSAY
N° d'ordre : 2574

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Annie TARRATS - SAUGNAC

ETUDE EXPERIMENTALE ET ANALYSE MICROSCOPIQUE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DE NUCLEONS DE BASSE ENERGIE

Soutenue le 5 mai 1982, devant la Commission d'Examen

Mmes	BENOIST GUEUTAL	Président
	MARTY	
	VINH MAU	
MM.	AZOU	Examinateurs
	BRISSAUD	
	GIRAUD	
	MAYER	

ORSAY
N° d'ordre : 2574

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Annie TARRATS - SAUGNAC

ETUDE EXPERIMENTALE ET ANALYSE MICROSCOPIQUE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DE NUCLEONS DE BASSE ENERGIE

Soutenue le 5 mai 1982, devant la Commission d'Examen

Mmes	BENOIST GUEUTAL	Président
	MARTY	
	VINH MAU	
MM.	AZOU	Examinateurs
	BRISSAUD	
	GIRAUD	
	MAYER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie de Saclay, où M. Thirion puis M. Saudinos m'ont permis de profiter des importantes possibilités techniques du service, ce dont je les remercie, ainsi que le Commissariat à l'Energie Atomique. Je remercie également M. Azou, M. Groos et M. Hornung qui ont toujours fait leur possible pour me permettre de mener à bien ce travail, malgré la charge d'enseignement importante du Laboratoire de Physique Générale de l'Ecole Centrale.

Mme Benoîst-Gueutal a accepté de présider le jury, Mme Marty et Mme Vinh Mau d'y participer, et je leur en sais gré, ainsi que de leurs encouragements et de discussions qui m'ont été précieuses.

Je tiens à rappeler que la mise en oeuvre de ces expériences est le fruit de la collaboration de plusieurs groupes techniques du DPh-N/ME : Mme Garin et son groupe du laboratoire de détecteurs à jonctions, M. Poussard et l'équipe de conduite du cyclotron, M. Ré et le bureau d'études, M. Chaminade et les électroniciens, M. d'Agostino et le groupe de l'atelier, M. Maillard et son groupe de support expérimental, tous ont assuré le bon fonctionnement de l'ensemble avec le soin et la conscience qui leur sont habituels ; de plus, ils m'ont toujours réservé l'acceuil le plus sympathique, dont je leur suis très reconnaissante.

J'ai retrouvé la même gentillesse, jointe à une patience méritoire, chez Mme Gugenberger et son équipe, et je voudrais assurer Th. Lecuyer, D. Bouziat et R. Chevaux en particulier de toute ma gratitude.

Lors des diverses étapes de ce travail, j'ai bénéficié de l'aide amicale de P. Darriulat, D. Garreta, A. Papineau, B. Mayer, B. Giraud et I. Brissaud, et je les remercie vivement des nombreux enseignements que j'ai tirés de cette

collaboration.

Mais ce travail n'aurait pu être mené à bien sans la constante collaboration de J.L. Escudié ; au cours du long travail de mise au point des calculs, ses talents en matière de calcul numérique se sont révélés essentiels, tandis que son esprit critique et son souci de rigueur ont été les meilleurs des stimulants lors de l'analyse des données et plus généralement dans toute la démarche intellectuelle que suppose un tel travail. Il m'est particulièrement agréable de lui exprimer ici mon amicale gratitude.

TABLE DES MATIERES

pp.

INTRODUCTION 1

Chapitre I. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFUSION DE PROTONS POLARISES 5

I.1. - CARACTERISTIQUES GENERALES DE L'AIRE EXPERIMENTALE 5

I.1.1. - Formation et transport du faisceau polarisé 5

I.1.2. - Chambre de diffusion et détection 11

I.2.3. - Dispositifs de monitorage. 13

I.2. - CIBLES GAZEUSES 16

I.2.1. Description de la cible 16

I.2.2. Géométrie de la détection et choix des diaphragmes 21

I.3. - RESULTATS EXPERIMENTAUX 25

I.3.1. - Acquisition des données 25

I.3.2. - Exploitation des données 27

I.3.3. - Résultats 28

Chapitre II - FONDEMENTS ET FORMALISME DU MODELE OPTIQUE. 31

II.1. - APPROCHE MICROSCOPIQUE DU POTENTIEL OPTIQUE 31

II.I.1. Validité d'une théorie des collisions multiples à basse énergie 32

II.1.2. Le potentiel optique microscopique à basse énergie. 34

II.2. - DESCRIPTION DE LA DIFFUSION PAR UN POTENTIEL OPTIQUE ... 35

II.2.1. Equation de Schroedinger 35

II.2.2. Potentiel optique local équivalent. 36

Chapitre III - DESCRIPTION DES ELEMENTS DU CALCUL 41

III.1. - PROPRIETES DU NOYAU 41

III.1.1. Densités nucléaires 42

III.1.2. Approximation de Thomas-Fermi 44

III.1.3. Distorsion de l'onde plane dans un potentiel complexe .. 44

III.1.4. Sections efficaces de collision dans le noyau et libre parcours moyen des nucléons. 45

III.2. - INTERACTION EFFECTIVE NUCLEON-NUCLEON..... 47

III.2.1. - Partie réelle de l'interaction effective..... 48

III.2.2. - Approximation de l'interaction effective utilisée dans le terme d'échange. 55

III.2.3. - Partie imaginaire de l'interaction effective..... 60

Chapitre IV - ANALYSES MICROSCOPIQUES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE..... 63

IV.1. - DIFFUSION POTENTIELLE D'UN NUCLEON 63

IV.1.1. Potentiel coulombien..... 64

IV.1.2. Terme spin-orbite..... 64

IV.2. CALCUL DU POTENTIEL OPTIQUE EQUIVALENT..... 65

IV.2.1. Partie réelle..... 66

IV.2.2. Termes d'échange..... 70

IV.2.3. Potentiel imaginaire..... 71

IV.3. - RESOLUTION DE L'EQUATION DE SCHROEDINGER..... 71

IV.4. - QUELQUES CARACTERISTIQUES DU PROGRAMME ELISE 72

IV.4.1. Paramètres du calcul..... 72

IV.4.2. Recherches automatiques..... 73

IV.4.3. Résultats..... 73

Chapitre V. - RESULTATS ET DISCUSSIONS..... 75

V.1. - INTERACTION EFFECTIVE NUCLEON LIE - NUCLEON LIBRE DANS LA DIFFUSION A BASSE ENERGIE..... 75

V.1.1. Paramétrisation..... 75

V.1.2. Ajustement des paramètres..... 77

V.1.3. Résultats..... 84

V.2. - POTENTIEL OPTIQUE..... 93

V.2.1. Partie centrale réelle 93

V.2.2. Terme spin - orbite..... 97

V.2.3. Partie imaginaire 97

V.3. - ANALYSE DES DONNES DE DIFFUSION ELASTIQUE 100

V.3.1. Résultats 100

V.3.2. Intérêt des potentiels microscopiques pour l'analyse de la diffusion élastique..... 105

V.4. - LA DIFFUSION ELASTIQUE COMME OUTIL D'ETUDE DES PROPRIETES DU NOYAU..... 106

V.4.1. Libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau..... 106

V.4.2. Densités de neutrons..... 109

RESUME ET CONCLUSION 113

ANNEXE 1 - DERIVATION FORMELLE DU POTENTIEL OPTIQUE..... 113

ANNEXE 2 - DIFFUSION PAR UN POTENTIEL NON LOCAL..... 117

ANNEXE 3 - AJUSTEMENT DE L'INTERACTION UTILISEE DANS L'ECHANGE..... 119

ANNEXE 4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR QUELQUES NOYAUX LEGERS..... 123

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0031

Introduction

La diffusion élastique de nucléons par les noyaux a joué un rôle essentiel dès l'apparition des premiers accélérateurs, comme test des théories élaborées pour rendre compte de l'interaction nucléon-noyau (N-$\mathcal{A}$). De plus, l'étude de phénomènes plus complexes (diffusion inélastique , réactions de pick-up, de stripping....) a nécessité la connaissance précise des paramètres de la diffusion élastique, dont l'étude expérimentale et l'interprétation sont restées des problèmes actuels tout au long du développement de la physique nucléaire.

Historiquement, les premières analyses se sont attachées à définir un potentiel N-$\mathcal{A}$ phénoménologique dans le cadre du modèle optique où chaque terme s'exprime en fonction de paramètres à déterminer au cours de l'analyse; elles ont permis d'obtenir d'excellents accords avec les résultats expérimentaux (sections efficaces différentielles, asymétries, section efficace totale de réaction).

Ce succès incontestable est cependant limité par les ambiguïtés dans la détermination des paramètres : plusieurs jeux de paramètres peuvent rendre compte de façon également satisfaisante des données expérimentales. Il est alors difficile d'attribuer aux paramètres une signification physique. De plus, et c'est là une raison importante de nos efforts pour nous affranchir de ces ambiguïtés, le résultat de l'analyse des phénomènes inélastiques peut s'en trouver gravement affecté. En effet, ces analyses utilisent les fonctions d'onde définies dans le modèle optique. Or différents jeux de paramètres, bien que donnant la même fonction d'onde asymptotique - nécessaire pour rendre compte des données expérimentales élastiques - donnent à l'intérieur du noyau des fonctions d'onde très différentes. S'il ne faut pas penser résoudre ainsi les graves difficultés que rencontrent les analyses microscopiques de diffusion inélastique, on peut espérer obtenir une amélioration non négligeable par un meilleur choix des fonctions d'onde optiques. Le grand nombre et la précision des données expérimentales de diffusion élastique accumulées ne permettent pas, comme cela avait été espéré lors des premiers succès du modèle optique, de lever ces ambiguïtés, et il est apparu clairement que le problème ne pourrait être résolu que par une meilleure connaissance des phénomènes physiques mis en jeu.

De plus, on peut penser que la diffusion élastique étant le processus le plus simple parmi les réactions, puisque le noyau se trouve dans le même état avant et après diffusion, constitue un moyen simple d'obtenir des informations sur l'interaction entre nucléons libre et lié connaissant la densité et inversement . C'est pourquoi, récemment, certains travaux théoriques, reprenant des approches déjà anciennes, ont cherché à définir un potentiel N-$\mathcal{A}$ à partir de l'interaction N-N et des caractéristiques du noyau cible en utilisant les théories du problème à N-corps.

A basse énergie, ces calculs s'appuient généralement sur des méthodes et des résultats relatifs à la matière nucléaire, le passage à des énergies positives ne modifiant pas fondamentalement la nature du problème.

La comparaison avec les potentiels phénoménologiques confirme leurs caractères principaux (forme générale et volume des potentiels, variation avec l'énergie), et les explique en termes de données fondamentales (interaction N-N, densité de matière, densité d'énergie cinétique...).

La comparaison est rarement menée jusqu'au niveau des observables mais, quand elle l'est, permet de constater des accords satisfaisants avec l'expérience. Cette approche permet de traiter plus ou moins explicitement les nombreux phénomènes dont le noyau peut être le siège lors d'une diffusion, mais la complexité des calculs et la difficulté d'utilisation des potentiels obtenus (du fait de leur non-localité et de leurs variations compliquées avec l'énergie et la densité) ne permettent guère d'envisager ainsi une analyse systématique des données expérimentales comme nous souhaitons le faire.

Cependant une autre voie d'approche du problème a été ouverte par Greenlees qui, pour analyser ses propres résultats, a employé un modèle d'une extrême simplicité ; celui-ci, déjà connu et employé à haute énergie, mais qui semblait ne pouvoir être raisonnablement appliqué à basse énergie, consiste essentiellement à considérer que l'interaction du nucléon incident avec le noyau cible est la somme de ses interactions avec les nucléons du noyau, et peut donc s'exprimer comme la convolution d'une interaction N-N et de la densité nucléaire. Ce faisant Greenlees obtint des résultats encourageants et les travaux qui sont venus compléter le modèle ont encore permis d'améliorer l'accord avec l'expérience, par exemple par l'utilisation d'une interaction N-N mieux adaptée ou par l'introduction de l'antisymétrisation entre le nucléon incident et un nucléon de la cible.

Une telle approche conduit à une analyse semi-phénoménologique du problème, où les paramètres ajustables ne dépendent pas du noyau cible et ne dépendent que faiblement de l'énergie ; cette analyse, dont les résultats peuvent être presque aussi satisfaisants que ceux obtenus dans les analyses purement phénoménologiques, permet de relier assez simplement le potentiel optique à des paramètres caractéristiques de la structure nucléaire et de l'interaction N-N.

C'est dans ce cadre semi-phénoménologique, plus favorable à une étude systématique des données expérimentales, que nous avons effectué les calculs présentés ici, mais pour pallier les insuffisances d'un simple potentiel convolué, comme celui de Greenlees, nous avons tenu compte d'un certain nombre de phénomènes (antisymétrisation, variation de l'interaction N-N avec la densité..) trop complexes pour être traités exactement, soit qu'on ne sache pas le faire, soit que le traitement soit trop long ou trop coûteux ; une attention particulière a donc été apportée au développement d'approximations raisonnables.

C'est ainsi par exemple que les phénomènes d'échange conduisent à un potentiel optique non local, et qu'il est évidemment possible d'utiliser un tel potentiel non local pour l'analyse des données expérimentales . Ces calculs sont cependant fort coûteux : l'approximation du calcul des termes d'échange, qui conduit à un potentiel local équivalent, permet de réduire considérablement à la fois l'encombrement en mémoire et le temps de calcul (d'un facteur 1,7 pour la taille et 40 pour le temps). De plus, ce potentiel local équivalent peut être commodément comparé aux potentiels phénoménologiques.

Nous avons également cherché à définir le mieux possible l'interaction utilisée tout en lui conservant une paramétrisation simple, permettant une utilisation commode. Pour cela, nous avons utilisé comme point de départ une interaction effective déjà utilisée dans les calculs de diffusion inélastique, et l'avons modifiée en déterminant phénoménologiquement les paramètres correspondants.

Expérimentalement, l'utilisation de faisceaux polarisés de haute intensité, comme celui du cyclotron à énergie variable de Saclay, a permis d'obtenir des données nombreuses et précises en ce qui concerne aussi bien les asymétries, essentielles pour l'étude des effets de spin, que les sections efficaces. C'est ainsi que les expériences que nous avons réalisées à Saclay ont permis d'obtenir, pour des énergies des protons incidents de 17 à 25 MeV, un ensemble de données

réparties sur toute la table périodique, et en particulier dans la zone des noyaux légers, où la description en termes de potentiel optique phénoménologique est la moins satisfaisante. Un dispositif de cible gazeuse a été mis au point pour l'étude de ces noyaux légers.

La description des expériences constituera la première partie de cet exposé. Dans le deuxième chapitre, nous examinerons les bases d'une approche microscopique de la diffusion élastique ainsi que son formalisme et dans le troisième chapitre les éléments nécessaires à une telle approche, c'est-à-dire essentiellement l'interaction effective et son approximation dans le terme d'échange et, enfin, la densité nucléaire.

Le quatrième chapitre décrira le déroulement des calculs qui aboutissent à l'analyse microscopique de la diffusion élastique. Enfin, le cinquième chapitre présentera les résultats relatifs à l'interaction effective nucléon libre-nucléon lié à basse énergie, au potentiel optique, à l'analyse des données expérimentales, ainsi qu'à certaines extensions possibles de ce travail.

Chapitre I

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFUSION DE PROTONS POLARISES

La majeure partie des expériences a été réalisée auprès du cyclotron à énergie variable de Saclay, sur le poste nommé "Chamonix". Cet ensemble expérimental, de la source de protons polarisés à la chambre de diffusion, a déjà été décrit de façon détaillée [1,2] et nous n'en donnerons ici que les aspects essentiels ; nous nous attacherons davantage à définir les caractéristiques des cibles gazeuses utilisées pour l'étude de certains noyaux et les particularités du traitement des données obtenues en utilisant de telles cibles.

I.1. CARACTERISTIQUES GENERALES DE L'AIRE EXPERIMENTALE.

Nous rappellerons succinctement les différentes étapes de la formation, de l'accélération et du transport du faisceau avant d'en considérer les dispositifs de diffusion et de contrôle de qualité.

I.1.1. Formation et transport du faisceau polarisé.

La figure I.1 représente l'ensemble de la source de protons polarisés et de l'injection, tandis que le tableau I.1 présente de façon schématique la formation du faisceau.

La *production* de protons polarisés comporte essentiellement trois étapes [3] :

i) formation du jet : production d'un jet d'hydrogène moléculaire et dissociation pour obtenir de l'hydrogène atomique.

ii) séparation par effet Stern et Gerlach : les atomes du faisceau sont sélectionnés suivant leur spin ; un aimant sextupolaire à gradient de champ focalise les

Tableau I.1

jet d'hydrogène moléculaire				
↓	dissociation		dissociateur	
hydrogène atomique				
↓	sélection du spin de l'électron	effet Stern et Gerlach	aimant sextupolaire à gradiant de champ	
atomes hydrogène spin de l'électron $m_j = +1/2$				
↓	orientation du spin du proton	passage adiabatique dans transitions H.F.	champ faible : bobine couplée à un oscillateur+ampli	H_o=8 gauss H_1=0,5 gauss h_o=2 gauss polar = - 1
			champ fort : cavité+carcinotron	H =1000 gauss $10 < h_o < 20$ gauss $H_1 \sim 1$ gauss polar = + 1
		renversement du sens de la polarisation	horloge électronique	
atomes avec spin protons déterminés $m_s = +1/2$ ou $m_s = -1/2$				
↓	ionisation	collisions avec les électrons confinés dans champ magnétique d'un solénoïde	solénoïde ayant même axe de symétrie que le jet	
protons de spin vertical				E_p = 6 keV
↓	"bunching"	regroupement des ions	électrode portée à une tension sinusoïdale fournie par la H.F. du cyclotron via une ligne à retard	gain d'un facteur 2 sur l'intensité
"bouffées" de protons de basse énergie				
↓	injection	compensation du champ magnétique du cyclotron par un champ électrique proportionnel et perpendiculaire	injection trochoïdale	transmission 20 %
↓	accélération		cyclotron	$E_p \leq 26$ MeV $\Delta E/E = 3 \times 10^{-3}$ $I_{polarisé} \leq 50$ nA P = 90 %
protons polarisés accélérés				

atomes dont le spin de l'électron est + $\frac{1}{2}$, défocalise et élimine ceux dont le spin électronique est - $\frac{1}{2}$. Sur le diagramme de Rabi de la figure I.2 apparaissent en trait plein les états qui subsistent après le passage dans l'aimant.

iii) réorientation du spin des protons par transitions radiofréquence suivant la méthode proposée par Abragam et Winter [4].

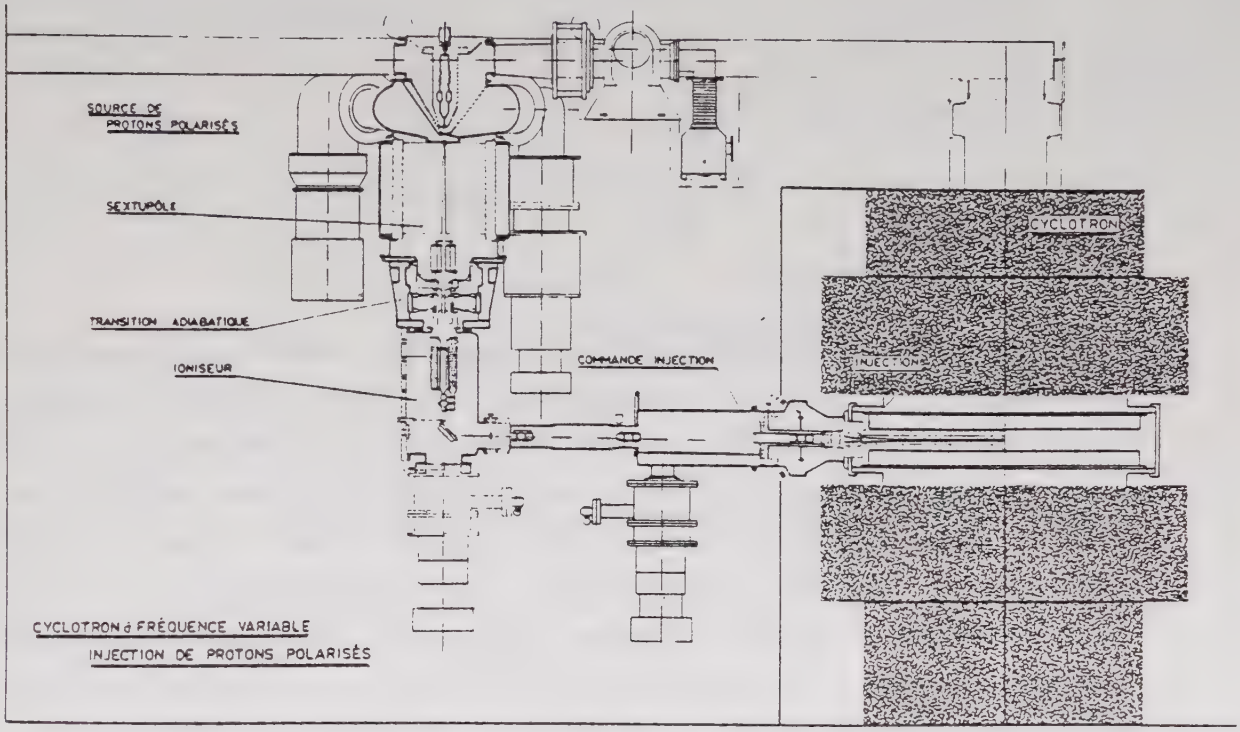


Fig. I.1. Cyclotron à fréquence variable - Injection de protons polarisés.

Pour cela, on échange les populations des états (2) et (4) ou (1) et (3) de la figure I.2. Tous les protons ont alors la même orientation de spin : dans le cas de la transition (2) → (4), tous les protons ont un spin = + $\frac{1}{2}$, la polarisation du faisceau est +1 ; dans le cas de la transition (1) → (3), tous les protons ont un spin - $\frac{1}{2}$, la polarisation du faisceau est -1. Une horloge électronique, habituellement réglée sur une période de 0,2 s, permet d'effectuer tantôt l'une, tantôt l'autre de ces transitions, de façon à obtenir successivement les polarisations +1 et -1. Cette méthode de renversement du spin permet d'éviter les erreurs angulaires liées aux mesures d'asymétrie gauche-droite pratiquées dans le cas de faisceaux dont la polarisation reste fixe.

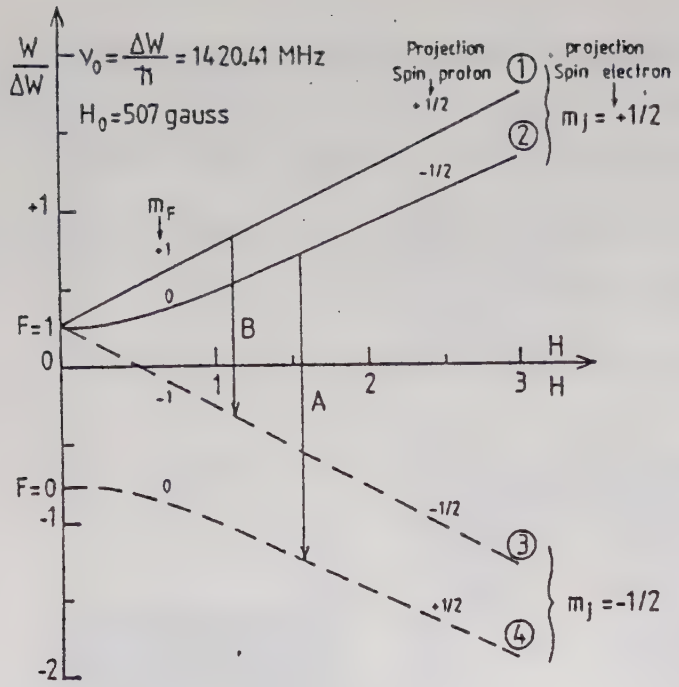


Fig. I.2. Diagramme de Breit-Rabi de l'atome d'hydrogène.

Le faisceau polarisé obtenu doit encore être ionisé avant son accélération. Cette opération s'effectue à l'extérieur du cyclotron suivant une méthode proposée par Eaton et Arvieux [5], ce qui permet un gain en intensité de 100 à 1000 par rapport à une ionisation en vol au centre du cyclotron. Mais il faut ensuite amener ce faisceau ionisé jusqu'au centre du cyclotron, ce que l'on réalise à l'aide d'une "injection trochoïdale" [6] : le champ magnétique du cyclotron y est compensé par un champ électrique qui lui est rigoureusement proportionnel et perpendiculaire : les trajectoires des ions sont des trochoïdes, assurant la focalisation horizontale, tandis que la focalisation verticale est assurée par la forme du champ électrique le long de l'axe vertical.

Entre ces deux étapes (ionisation et injection), on a ajouté un rassembleur d'ions ("bunching") pour remédier à la perte à l'extraction (d'un facteur 10 environ) due à l'acceptance en phase limitée du cyclotron (environ 30°). On gagne ainsi un facteur 2 sur l'intensité du faisceau. Le faisceau externe ainsi obtenu peut atteindre 80 nA, avec une polarisation d'environ 90 %.

Le *transport* du faisceau accéléré est assuré (fig. I.3) à travers :

. des quadrupôles de focalisation,

. un aimant d'orientation,

. un ensemble achromatique formé par une fente verticale de largeur réglable (petites lèvres ou p.l.), deux aimants à 45° et la cible ; cet ensemble est symétrique par rapport à un plan perpendiculaire au trajet du faisceau entre les deux aimants.

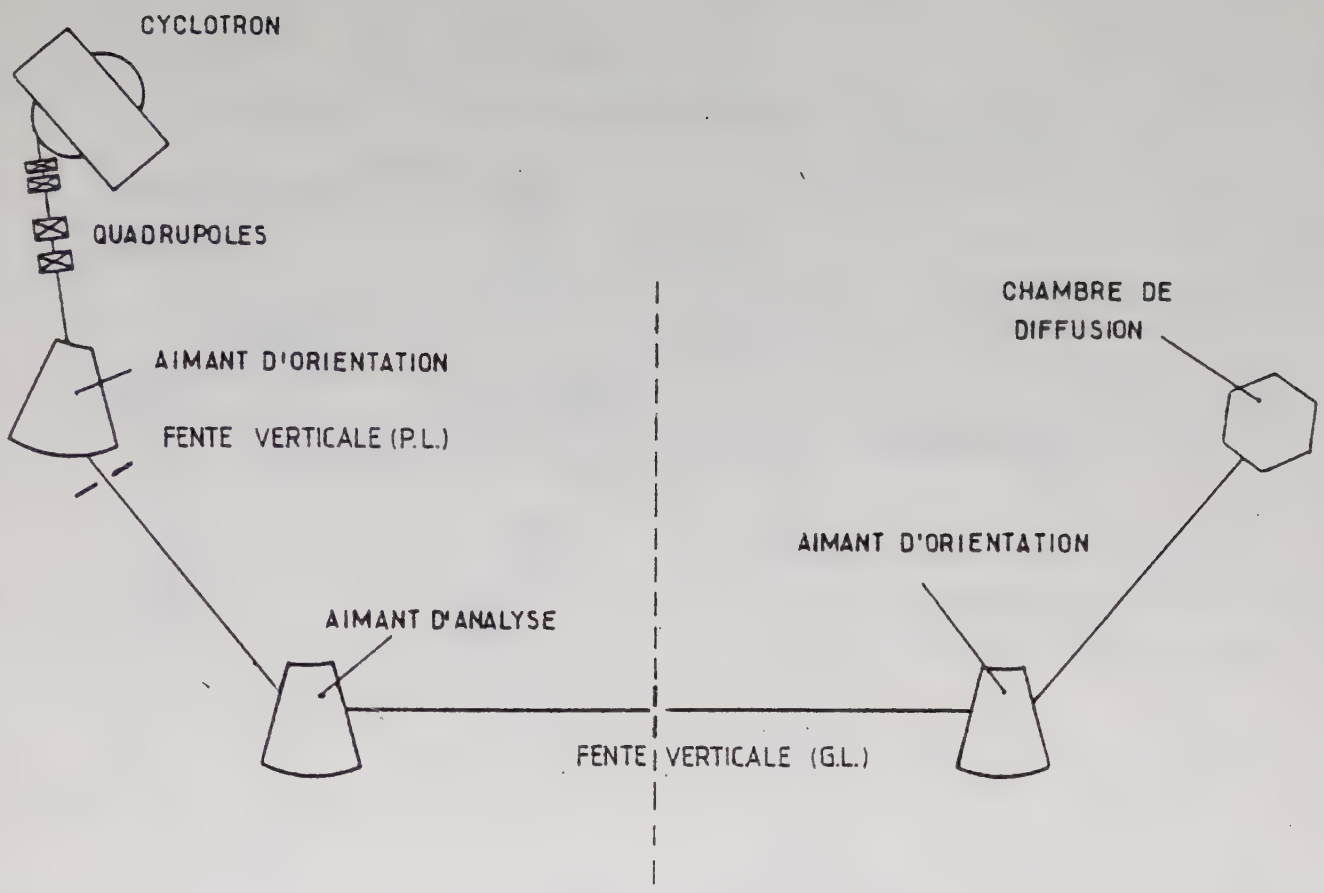


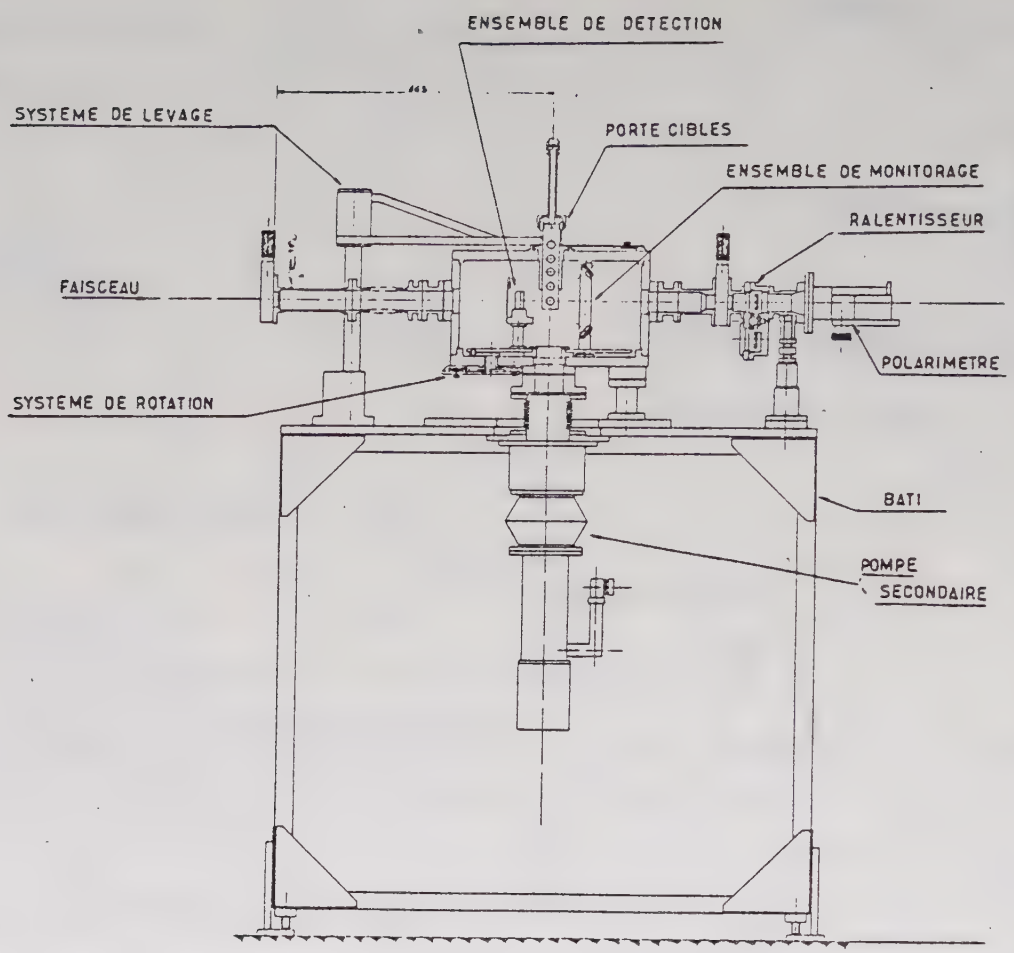
Fig. I.3. Schéma de l'ensemble expérimental

. une fente verticale de largeur réglable (grosses lèvres g.l.) située dans le plan de symétrie de l'ensemble précédent.

Du fait de la dispersion en énergie due au premier aimant (10^{-3} par mm), la fente g.l. permet de choisir la largeur en énergie du faisceau et les particules diffusées par ses bords sont éliminées par le deuxième aimant. Les dimensions de la tache du faisceau sur la cible sont les mêmes qu'au niveau de la fente p.l.

On peut vérifier l'alignement du faisceau depuis la salle de commande à l'aide de caméras de télévision qui permettent d'observer des quartz escamotables, situés au niveau des fentes verticales (p.l. et g.l.), et une couche de sulfure de zinc à l'emplacement de la cible.

En fonctionnement habituel, les ouvertures des fentes (p.l. et g.l.) étant respectivement de 2 et 3 mm, la résolution du faisceau est de 60 à 70 keV, son intensité dans la chambre de quelques µA en faisceau non polarisé, d'une dizaine de nA en faisceau polarisé et l'impact sur la cible d'environ 2 mm de largeur sur 6 mm de hauteur.



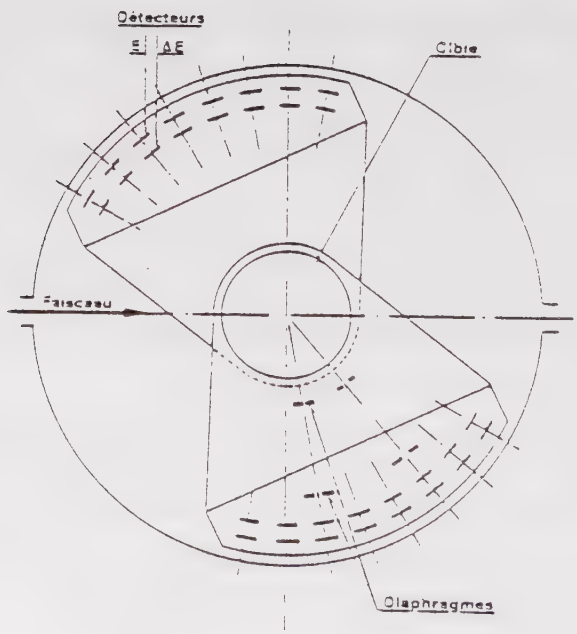


Fig. I.4. Chambre de diffusion.
a) vue en coupe verticale de la chambre de diffusion.
b) disposition des détecteurs sur les deux plateaux mobiles. Pour plus de clarté les deux diaphragmes présents devant chaque détecteur n'ont été représentés que pour deux d'entre eux.

I.1.2. La chambre de diffusion et la détection.

La chambre de diffusion (fig. I.4) permet la détection simultanée à seize angles différents, les détecteurs étant groupés en deux blocs de huit télescopes (un détecteur E, refroidi au fréon, mesurant l'énergie totale de la particule, et un détecteur ΔE mesurant la perte d'énergie, utile pour la sélection de particules et la minimisation du bruit de fond). Un collimateur en tantale définit devant chaque télescope des ouvertures horizontale et verticale réglables (typiquement 8 mm et 2 mm).

Les détecteurs utilisés sont des jonctions de silicium : pour les détecteurs E, il s'agit de jonctions compensées au lithium, d'épaisseur 4 mm et de résolution de l'ordre de 35 keV, tandis que les détecteurs ΔE, à barrière de surface ont des épaisseurs de 150 à 250 μm.

L'électronique associée à chaque détecteur doit évidemment remplir les deux fonctions habituelles :

. une fonction analogique traduisant la perte d'énergie de la particule dans le détecteur.

. une fonction logique assurant pour chaque détecteur la suppression du bruit de fond et des empilements et la coïncidence entre les signaux E et ΔE.

Dans le cas de nos expériences, la polarisation du faisceau et le grand nombre de détecteurs ont pour conséquence une complexité accrue du schéma électronique. En effet, si pour la voie analogique, il ne s'agit que de juxtaposer seize voies analogiques "élémentaires", et de les mélanger avant l'entrée dans un convertisseur analogique-digital, pour la voie logique, il faut introduire deux fonctions supplémentaires :

. identification du détecteur dont est issue l'impulsion analogique,

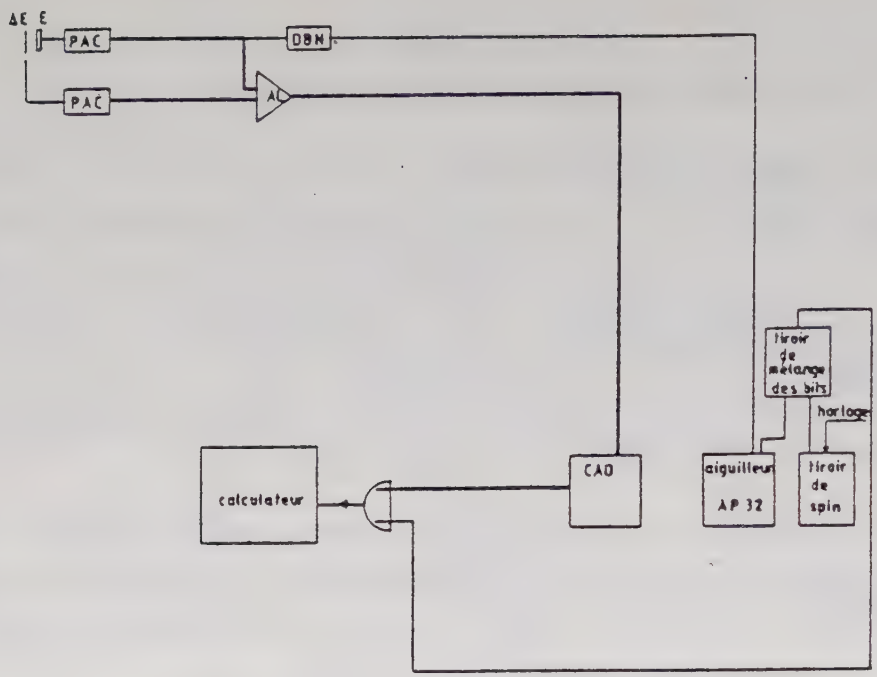
. information sur l'état de polarisation du faisceau.

Ces deux fonctions permettent l'aiguillage vers la zone de stockage adéquate dans le calculateur (CAE 90-10). [7]

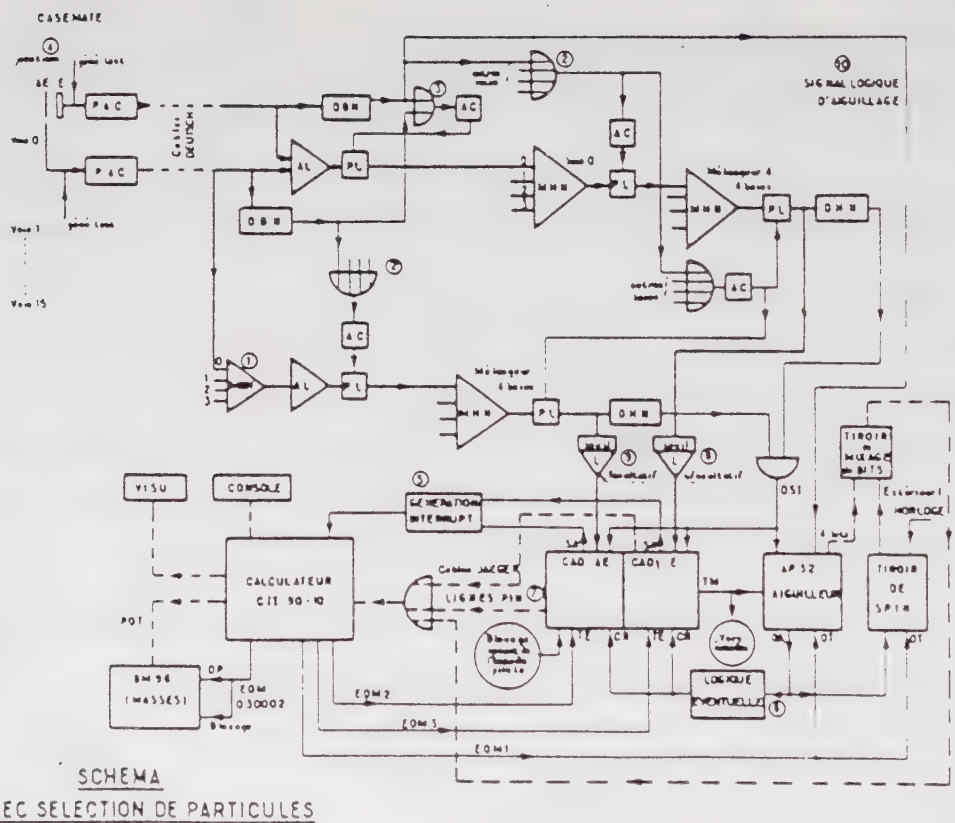
La figure I.5 représente le schéma d'une des seize voies utilisées, d'une part sous une forme simplifiée à l'extrême, d'autre part sous sa forme complète.

Dans le cas de cibles solides, le porte-cible, solidaire du couvercle,

a)



b)



SCHEMA
AVEC SELECTION DE PARTICULES

Fig. I.5. Schéma de l'ensemble électronique pour l'un des 16 angles de détection. La voie analogique est représentée en traits épais.
a) schéma simplifié
b) schéma complet

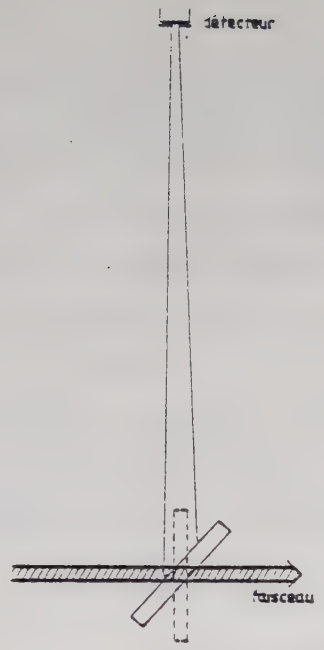


Fig. I.6. Rotation de la cible pour la détection aux alentours de 90°

peut recevoir cinq cibles, l'une d'elles étant toujours la pastille de plexiglass recouverte de sulfure de zinc servant à l'alignement du faisceau. Le porte-cible est mobile, d'une part verticalement, pour le choix de la cible, d'autre part par rotation autour d'un axe vertical, pour faire varier l'angle de la cible (par exemple lors de détection au voisinage de 90°) (fig. I.6).

Dans le cas de cibles gazeuses, ce porte-cible est remplacé par le dispositif que nous décrirons au paragraphe I.2.

I.I.3. Dispositifs de monitorage

Ils ont pour but d'une part de vérifier la qualité du faisceau parvenant dans la chambre, d'autre part de mesurer aussi précisément que possible la polarisation du faisceau et son intensité (compte tenu des pertes dues au temps mort de l'électronique), qui sont nécessaires pour obtenir la section efficace absolue d'une réaction et le pouvoir d'analyse correspondant.

I.1.3.1. Mesure de l'intensité du faisceau. Une cage de Faraday, placée après la chambre de diffusion et le polarimètre, et isolée électriquement, permet de mesurer l'intensité du faisceau qui traverse la cible, par l'intermédiaire d'un convertisseur tension-fréquence dont les impulsions sont envoyées sur des échelles de comptage. L'une de ces échelles enregistre toutes les impulsions, l'autre celles qui arrivent pendant le temps mort du convertisseur, permettant de calculer le facteur de correction correspondant.

Par ailleurs, dans la chambre, deux détecteurs situés dans le plan vertical à 40° de la direction du faisceau servent de moniteurs (dans le cas de cibles solides). Ces moniteurs déclenchent un générateur d'impulsions dont deux sorties sont envoyées, l'une directement sur une échelle de comptage, l'autre à travers la chaîne analogique sur une deuxième échelle ; le rapport des nombres de coups obtenus sur les deux échelles permet d'évaluer la totalité des pertes.

Ce temps mort provient essentiellement de deux phénomènes : d'une part, des rejets d'événements dus aux dispositifs d'anticumul qui évitent les empi-

lements sur l'"overshoot" de l'impulsion analogique, d'autre part le blocage des convertisseurs pendant la conversion et tant que le calculateur n'a pas envoyé d'ordre de transfert. Ce deuxième effet est mesuré par comparaison du comptage total I d'un moniteur (ou de l'un quelconque des détecteurs dans le cas d'une cible gazeuse) avec le comptage i de ce même détecteur pendant le blocage des convertisseurs. On obtient ainsi une mesure relative de la quantité de faisceau transmise pendant le temps mort, soit environ 10 % du faisceau total.

La comparaison de cette mesure avec celle utilisant le générateur, et qui mesure l'ensemble des pertes, montre qu'aux taux de comptage obtenus dans ces expériences, les pertes dues aux dispositifs d'anticumul sont négligeables (de l'ordre de 1 %) devant celles dues au temps mort des convertisseurs ; on tiendra compte de celles-ci par un facteur : $TM = \frac{I}{I-i}$.

I.1.3.2. Mesure de la polarisation du faisceau. Elle est assurée par le polarimètre situé derrière la chambre de diffusion et constitué essentiellement d'une chambre de diffusion plus petite, contenant une cible de carbone, et de deux détecteurs placés à l'extérieur de la chambre, à 45° de part et d'autre de la direction du faisceau. En fonction du taux de comptage obtenu, on utilisait l'une ou l'autre des deux cibles de carbone-différentes par l'épaisseur-placées en permanence dans le polarimètre et escamotables par rotation (fig. I.7).

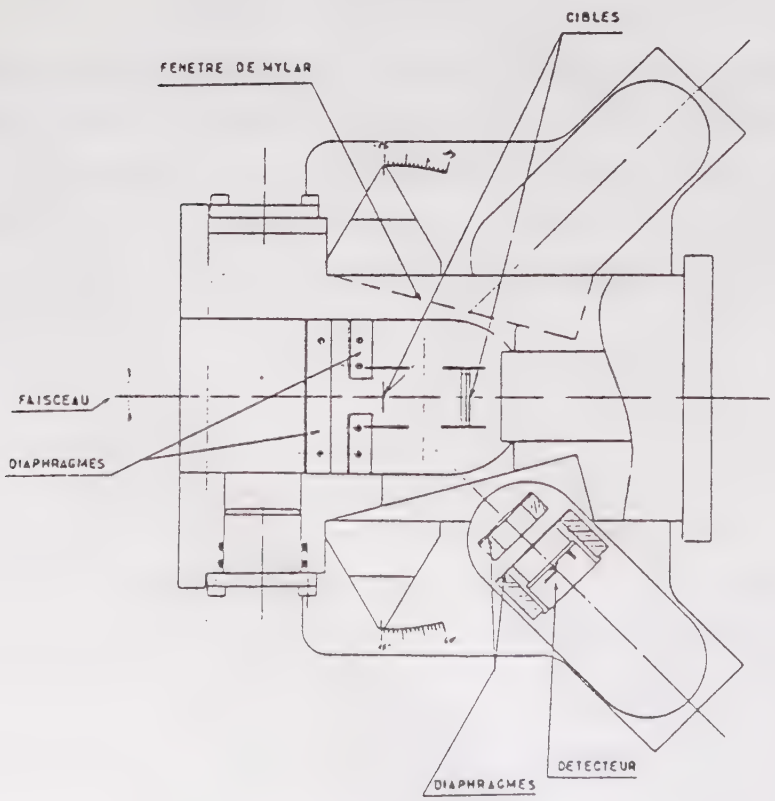


Fig. I.7. Polarimètre à carbone

Un seuil électronique permet de ne conserver que les évènements correspondant à la diffusion élastique. Chaque détecteur fournit ainsi une asymétrie:

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \qquad (I.1)$$

où N^+ et N^- représentent les comptages dans les deux états de spin du faisceau ($+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$) (sélectionnés par l'horloge) ; les asymétries ainsi obtenues sont des valeurs moyennes pondérées par l'intensité du faisceau.

Si P_F représente la polarisation du faisceau incident, et P_R le pouvoir d'analyse dû à la réaction dans le polarimètre, cette asymétrie vaut :

$$A = P_F . P_R \qquad (I.2)$$

d'où l'on peut déduire la polarisation du faisceau si l'on connaît P_R.

La calibration du polarimètre (c'est-à-dire la mesure de P_R) a été effectuée de deux façons : d'une part nous avons comparé nos résultats aux mesures absolues de polarisation sur le carbone effectuées à Harwell [8], pour une énergie moyenne de 15,7 MeV au centre de la cible de carbone et un angle de 45°, d'autre part nous avons comparé les mesures du polarimètre à carbone à celles d'un polarimètre à hélium constitué en plaçant dans la chambre de diffusion principale une cible gazeuse remplie d'hélium, pour lequel on connaît bien la polarisation absolue à différentes énergies aux alentours de 22 MeV [9,10]. Les expériences étant réalisées à une énergie quelconque, on a placé entre la chambre de diffusion et le polarimètre un ensemble (en forme de roue) comportant six absorbants d'aluminium de différentes épaisseurs. Par rotation de la roue, on peut amener l'un ou l'autre des absorbants sur le trajet du faisceau. Ceci permet de dégrader l'énergie du faisceau primaire pour le ramener aux valeurs de l'énergie pour lesquelles on dispose de la calibration du polarimètre.

I.I.3.3. Vérification des caractéristiques du faisceau. Un défaut dans l'alignement ou une dissymétrie de la polarisation dans les deux états de spin entraînerait une dissymétrie droite-gauche de la section efficace et des asymétries. Il est donc important de vérifier la qualité du faisceau de ces deux points de vue, ce que permettent de faire les dispositifs de mesure de l'intensité et de la polarisation précédemment décrits.

L'alignement peut être vérifié en utilisant (fig. I.8) les moniteurs de la chambre de diffusion (dans le cas de cibles solides), les détecteurs du polarimètre, et enfin la cage de Faraday : en effet, celle-ci est coupée en deux longitudinalement afin de permettre une mesure de l'intensité de part et d'autre de l'axe optique.

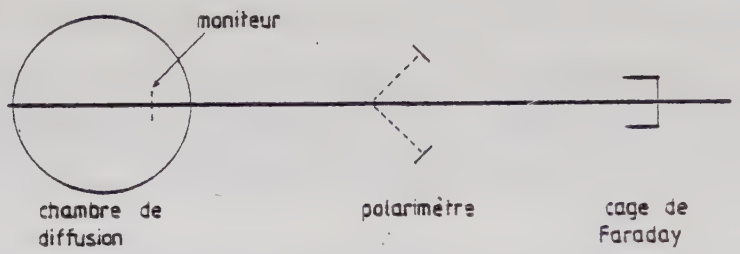


Fig. I.8. Vérification de l'alignement du faisceau.

Quant aux différences de polarisation dans les deux états de spin dues à des différences d'efficacité des transitions de radio-fréquence, elles peuvent en général être éliminées en faisant agir les deux transitions dans le même état d'horloge et en les ajustant de façon à obtenir une polarisation nulle. Dans le cas où cette optimisation des conditions expérimentales ne peut être réalisée, et où il subsiste un léger défaut d'alignement et (ou) une différence d'efficacité des transitions, on mesure les asymétries pour chaque transition seule, à droite et à gauche, et on corrige les résultats suivant la méthode décrite par Mayer [2].

I.2. CIBLES GAZEUSES

Si l'emploi des cibles gazeuses permet d'éviter les problèmes de fabrication des cibles solides, on se heurte par contre à deux sortes de difficultés liées les unes à la réalisation de l'enceinte contenant le gaz (forme, choix des matériaux, mesure de la pression), les autres au choix de la géométrie de la détection. De plus, lors du calcul des sections efficaces, il faudra tenir compte du fait que l'épaisseur de cible vue par un détecteur donné est différente à chaque angle, ce qui introduit pour chaque détecteur un facteur géométrique que l'on devra calculer à partir des caractéristiques des diaphragmes correspondants.

I.2.1. Description de la cible.

L'enceinte contenant le gaz doit comporter une fenêtre d'entrée pour le faisceau, qui peut être étroite, et une ou des fenêtres de sortie des parti-

cules qui doivent être d'autant plus grandes que l'on veut observer un domaine angulaire plus important. La partie latérale de la chambre sera donc essentiellement constituée par des fenêtres, à l'exception de piliers aussi réduits que possible et placés de façon à ne pas gêner la détection.

Le matériau des fenêtres devra bien entendu posséder une bonne résistance mécanique, mais il devra aussi être imperméable aux différents gaz utilisés et ne pas se détériorer trop rapidement au passage du faisceau. Enfin la dispersion et le ralentissement du faisceau incident, du faisceau sortant et des particules diffusées doivent être réduits le plus possible à la traversée des fenêtres et du gaz de la cible. Ceci nous a amenés à réduire les dimensions de l'enceinte autant qu'il était possible sans risque pour les détecteurs de voir les fenêtres d'entrée et de sortie du faisceau.

Le choix du matériau doit donc se faire en tenant compte de deux exigences contradictoires : pour diminuer la dispersion, on a intérêt à prendre un matériau lourd (nickel, havar) ; pour augmenter la résistance, on préférera un film organique (mylar, kapton); suivant les cas, nous avons utilisé l'ou ou l'autre.

Il faudra assurer à l'enceinte une bonne étanchéité, à la fois pour protéger le vide de la chambre de diffusion, maintenir une pression constante dans la cible et y éviter l'entrée d'impuretés. La cible devra de plus supporter des variations de pressions répétées, la surpression pouvant se produire à l'intérieur (le plus souvent) ou à l'extérieur (vidage de la cible, remplissage par le gaz à étudier, mise sous vide ou ouverture de la chambre de diffusion). La solution adoptée généralement a été le collage de la fenêtre à l'intérieur du corps de la cible.

Dans une première série d'expériences, où la pression dans la cible était importante (jusqu'à 4 kg), on a utilisé une cible allongée (fig. 1-9.a) entourée sur trois côtés d'une fenêtre destinée à la sortie du faisceau, tandis que le quatrième côté était pourvu d'une fenêtre spéciale réservée à l'entrée du faisceau dans la chambre. Les fenêtres étaient en havar (6,1 mg/cm^2 pour l'entrée, 12,6 mg/cm^2 pour la sortie) ou en mylar (3 mg/cm^2 pour l'entrée, 6 mg/cm^2 pour la sortie). Dans ces conditions la dispersion en énergie était de l'ordre de 40 à 80 keV à l'entrée, 80 à 160 keV en sortie.

La perte d'énergie à 20 MeV était dans la fenêtre d'entrée de 80 à 100 keV, dans la fenêtre de sortie de 200 à 300 keV ; celle du faisceau dans la traversée de toute la cible, pour l'hélium ou du deutérium sous 1 à 4 atmosphère variait entre 40 et 300 keV.

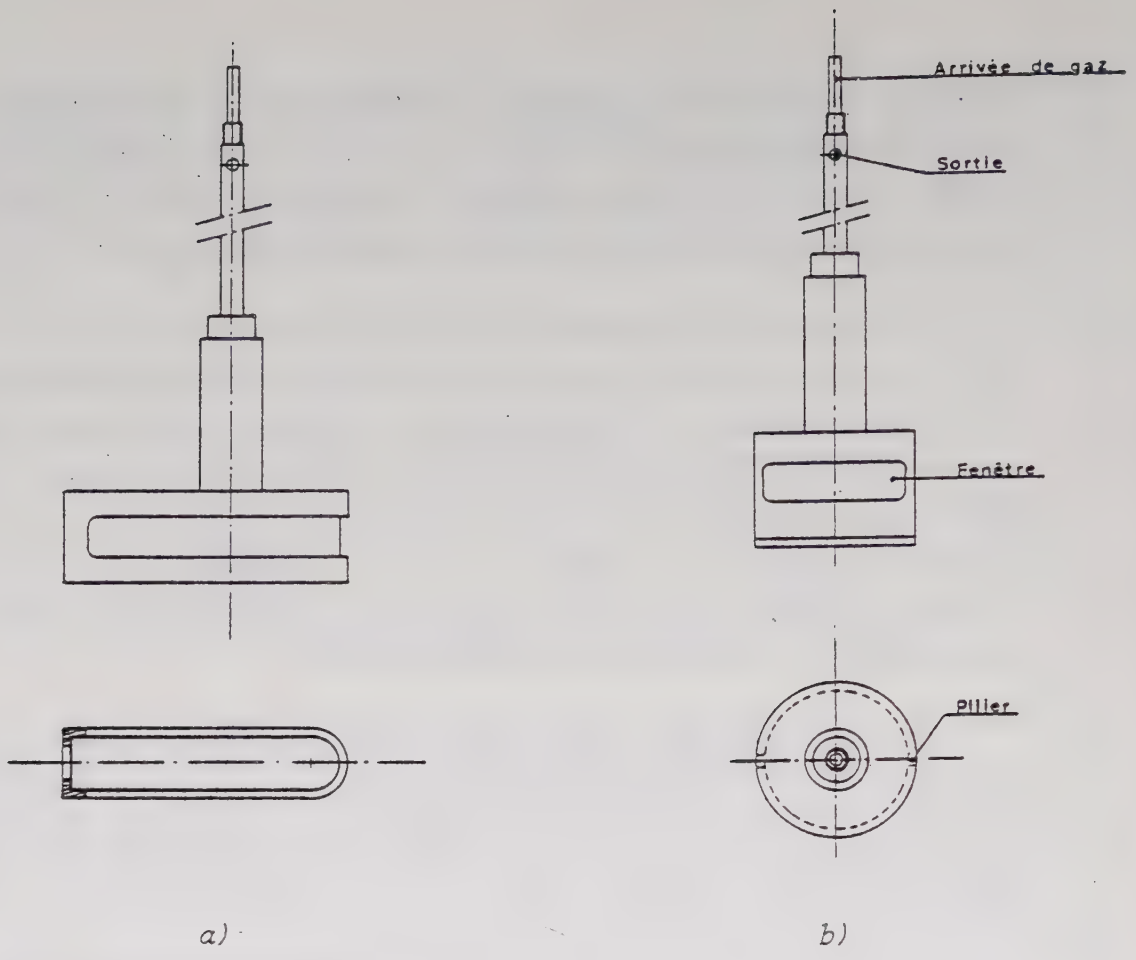


Fig. I.9. Les deux types de cible gazeuse utilisés. Dans les deux cas, les dispositifs de circulation de gaz étaient identiques, seule changeait la forme de l'enceinte.

Dans les expériences ultérieures réalisées à plus basse pression, on a surtout cherché à réduire l'effet de la fenêtre de sortie, (en particulier la double diffusion) , en choisissant une enceinte cylindrique de 30 mm de diamètre, à deux piliers diamétralement opposés (fig. I.9.b), que toutes les particules traversent sous incidence normale. La zone aveugle due aux deux piliers peut être déplacée par rotation de la cible. La même fenêtre servait à l'entrée du faisceau et à la sortie des particules diffusées et avait été réalisée en kapton de 25 µm d'épaisseur, soit 3,5 mg/cm^2 qui pouvait supporter une pression de 6 kg/cm^2, la pression moyenne d'utilisation étant de 1,5 kg/cm^2.

A 24 MeV, pour les cibles d'azote et d'oxygène à la pression de 1,5 kg/cm^2, on obtient les ordres de grandeur indiqués dans le tableau (I.2).

Dans presque tous les cas, pour éviter l'accumulation d'impuretés dans la cible et pour maintenir la pression constante, on a établi une circulation de gaz dans l'enceinte (fig. I.10), la pression étant maintenue constante à l'aide d'un manostat de précision, et la température mesurée en permanence.

Tableau I.2

	Ralentissement	Dispersion en énergie	Dispersion angulaire
Fenêtre d'entrée	70 keV	40 keV	0°2
Cible	300 keV	60 keV	0°3

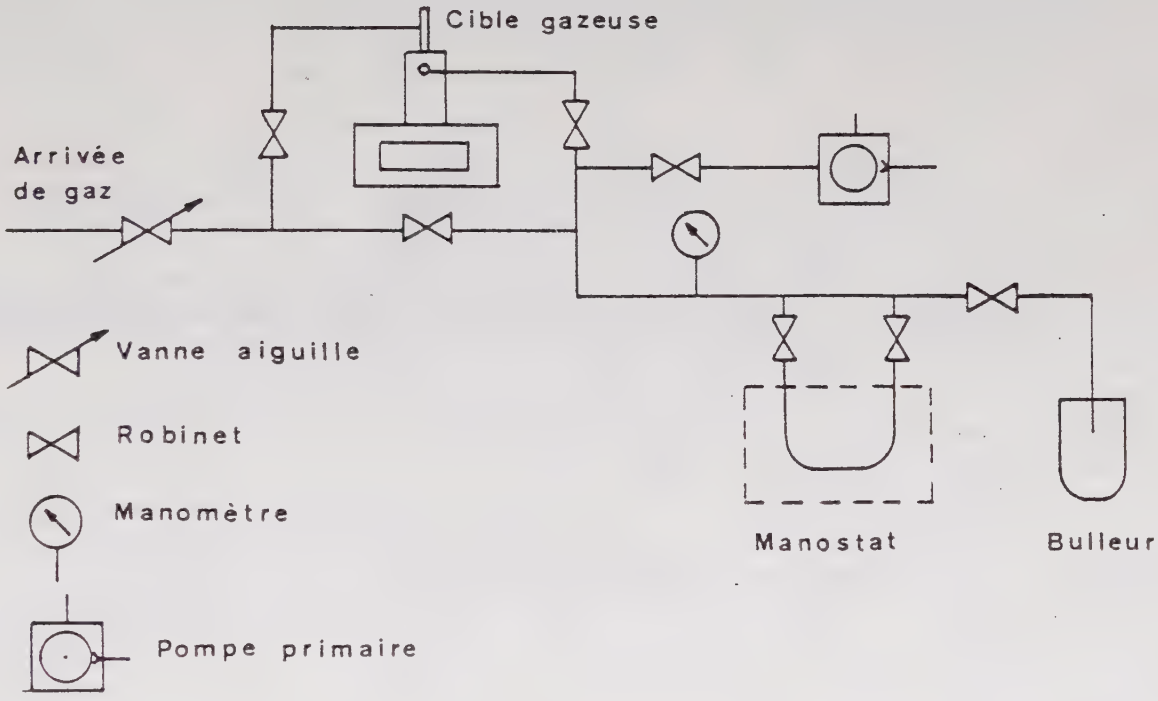


Fig. I.10. Système d'alimentation des cibles gazeuses.

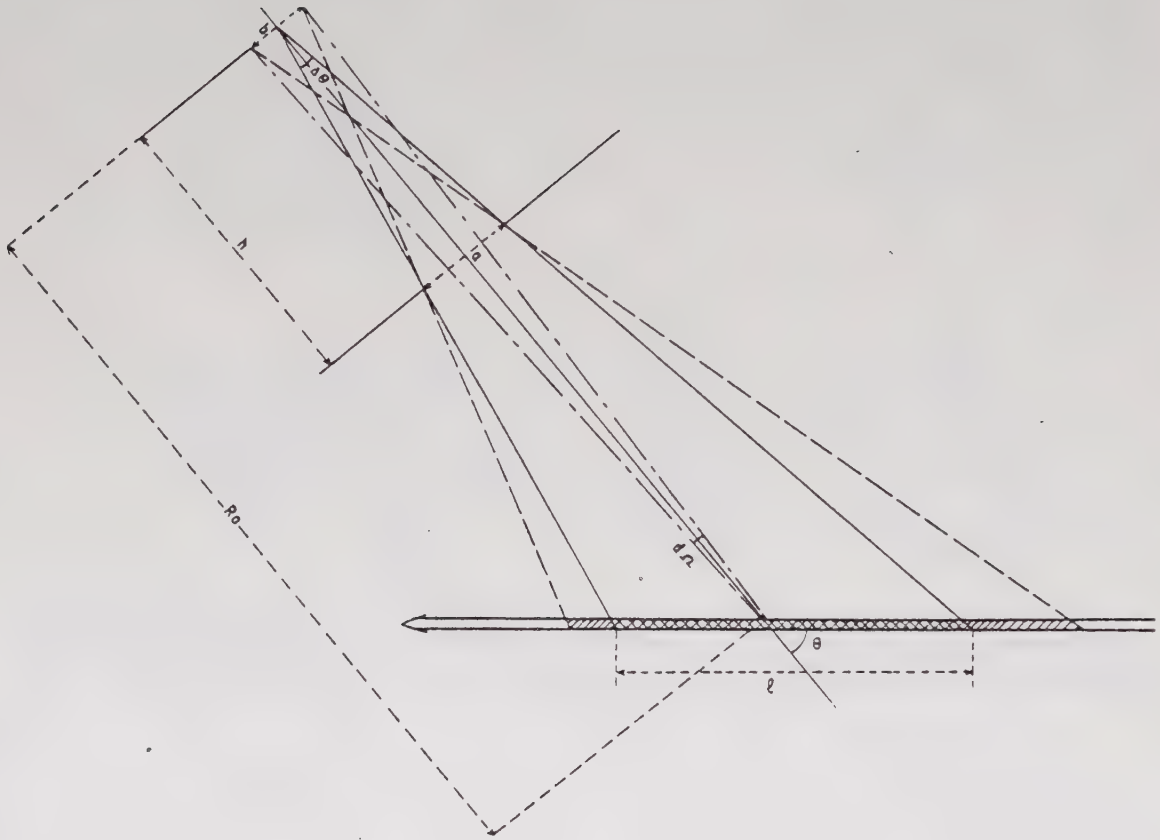


Fig. I.11. Géométrie de la détection dans le cas des cibles gazeuses. La zone doublement hachurée correspond à la "longueur utile" de la cible, c'est-à-dire celle sous laquelle la cible est vue sous un angle θ ± Δθ. Elle est prolongée des deux côtés par une zone de "pénombre" représentée en hachure simple.

Cependant, lorsque le prix de revient des gaz utilisés l'exigeait (^{15}N, ^{17}O), on a d'une part réduit le volume de gaz, d'autre part employé une cible fermée, dont on vérifiait seulement que la pression n'y variait pas sensiblement au cours d'une expérience. Dans ce cas, les fenêtres étaient en havar de 2 mg/cm^2 d'épaisseur, d'où une dispersion en énergie de l'ordre de 40 keV.

I.2.2. Géométrie de la détection et choix des diaphragmes.

Les réactions ont évidemment lieu sur tout le trajet du faisceau dans la cible ; mais pour obtenir une bonne résolution, il faudra limiter la zone de la cible vue par chaque détecteur, ce que l'on réalise à l'aide de diaphragmes situés devant celui-ci. Nous avons toujours utilisé des diaphragmes rectangulaires composés de 4 plaques de tantale coulissant sur un support. Ce système présente deux avantages par rapport aux diaphragmes circulaires : d'une part ils sont facilement réglables, d'autre part leurs bords sont plus propres.

Soient (fig. I-11) :

. a la largeur du diaphragme avant (le plus proche de la cible),

. b la largeur du diaphragme arrière (le plus éloigné de la cible),

. R_o la distance du centre de la cible à l'arrière du diaphragme arrière,

. h la distance de l'avant du diaphragme avant à l'arrière du diaphragme arrière,

. d hauteur du collimateur arrière,

. ψ l'angle total d'ouverture des diaphragmes $\psi = \frac{a}{\ell_a} = \frac{a+b}{h}$,

. $d\Omega$ l'angle solide : $d\Omega = \frac{bd}{R_o^2}$.

En fait, la hauteur des diaphragmes est suffisante pour que la cible effective soit limitée verticalement par la hauteur du faisceau, tandis que ce sont les deux diaphragmes situés devant chaque détecteur qui limitent la zone de longueur ℓ' d'où une particule diffusée peut atteindre le détecteur. Cette zone sera située au centre de la chambre (fig. I-12) mais dans certains cas, en particulier aux angles avant et arrière, pourrait atteindre les fenêtres d'entrée et de

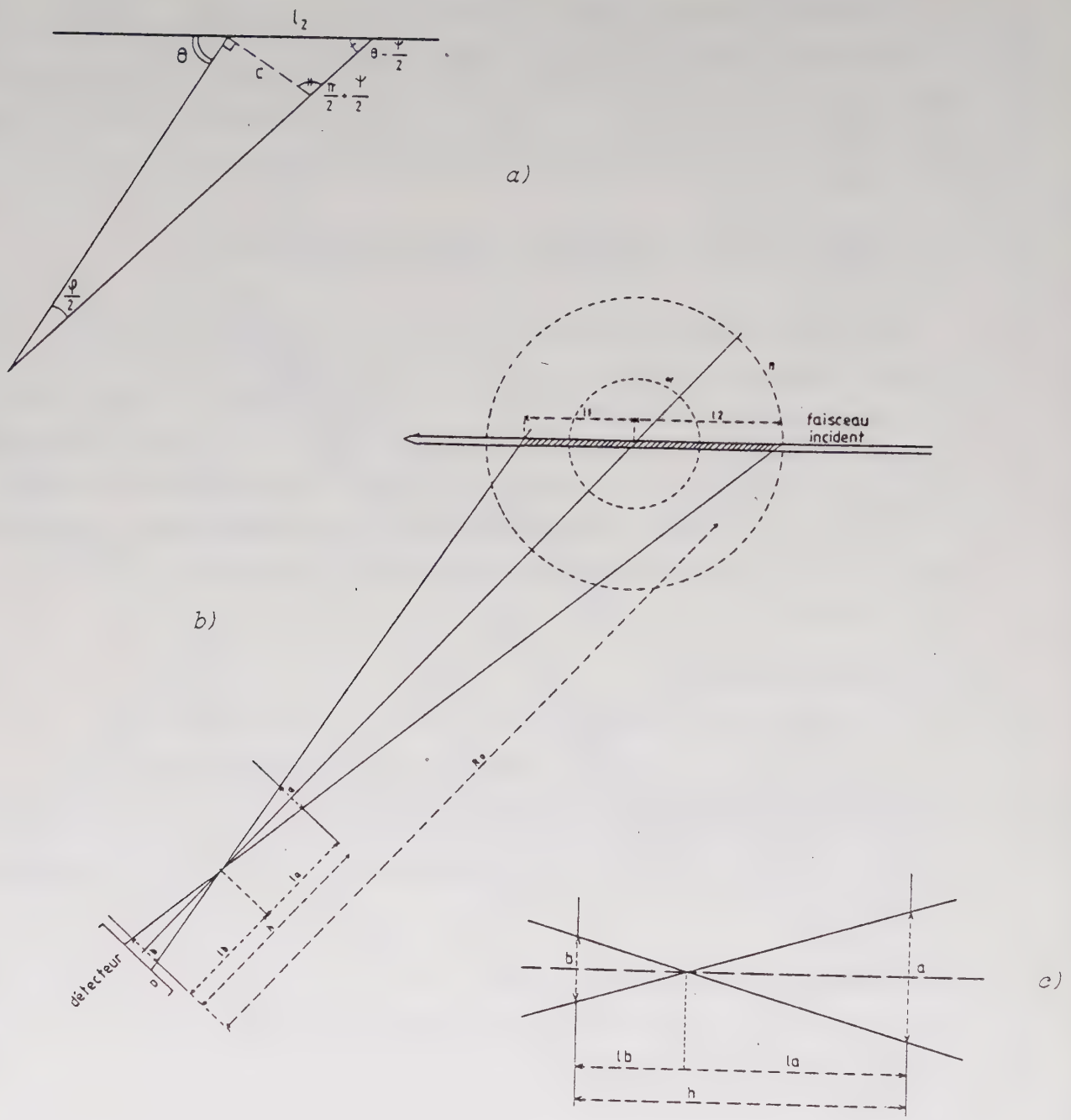


Fig. I.12. Influence de l'ouverture des diaphragmes sur les dimensions de la cible. On voit que, pour une cible α de faible diamètre, les diaphragmes présentés définissent une zone utile beaucoup trop grande (comprenant en particulier les fenêtres d'entrée et de sortie de l'enceinte. Ils ne sont adaptés que pour des enceintes de dimension supérieure à celle de β.

sortie du faisceau, et l'on verrait alors les produits de la diffusion par les fenêtres. Ceci peut imposer une limite à l'ouverture des diaphragmes puisque :

$$\ell' = \ell_1 + \ell_2, \qquad \text{(I-1)}$$

Or, d'après la figure I-12 :

- a) $\dfrac{\ell_2}{\sin(\frac{\pi}{2} + \frac{\psi}{2})} = \dfrac{c}{\sin(\theta - \frac{\psi}{2})}$,

- b) $\dfrac{2c}{R_o - \ell_b} = \dfrac{a}{\ell_a}$

- c) $\dfrac{\ell_b}{b} = \dfrac{h}{a+b}$

ce qui conduit à la valeur de ℓ_2

$$\ell_2 = \frac{l \cos \psi/2}{2 \sin(\theta - \frac{\psi}{2})} \left[(a+b) \frac{R_o}{h} - b\right] ; \qquad \text{(I-2)}$$

de même pour ℓ_1

$$\ell_1 = \frac{l \cos \psi/2}{2 \sin(\theta + \frac{\psi}{2})} \left[(a+b) \frac{R_o}{h} - b\right] , \qquad \text{(I-3)}$$

d'où, dans les cas habituels (ψ petit) :

$$\ell' \simeq \frac{l}{\sin \theta} \left[\frac{aR_o}{h} + \frac{b(R_o - l)}{h}\right] \qquad \text{(I-4)}$$

Une autre limite est imposée par la cinématique de la réaction : toutes les particules vues par un détecteur ne sont pas émises avec le même angle de diffusion. Pour des noyaux légers, la différence d'énergie correspondante peut atteindre quelques dizaines de keV, et affecter la résolution de façon non négligeable.

On définira donc la longueur utile de la cible λ, qui est celle de la zone centrale visible du centre du détecteur sous un angle moyen θ, avec une ouverture angulaire $\Delta\theta = \frac{a}{h}$ (fig. I-11).

$$\frac{\lambda \sin \theta}{R_o} = \frac{a}{h}$$

soit :

$$\lambda = \frac{a}{\sin \theta} \times \frac{R_o}{h} = \frac{a}{\sin \theta} \left(1 + \frac{R_o - h}{h}\right). \qquad \text{(I-5)}$$

Autour de cette cible utile se trouve une "zone de pénombre" qui constitue une région parasite : en effet, l'angle solide et l'angle de diffusion des particules vues par le détecteur s'écartent sensiblement des valeurs moyennes pour ce détecteur, d'où détérioration de la résolution. De plus, les rayons correspondants rasent les diaphragmes avant, d'où des effets de bord qui peuvent être importants. Enfin, c'est dans cette zone qu'aux angles extrêmes, on risque de voir les fenêtres de passage du faisceau. Il convient donc de la réduire le plus possible ; pour cela il faudra que les diaphragmes arrière soient plus petits que les diaphragmes placés à l'avant.

Quant à l'ouverture des diaphragmes, elle devra encore satisfaire deux conditions contradictoires :

. être faible pour réduire l'élargissement dû à la cinématique dans la zone utile (environ 40 keV/degré) et pour ne pas voir les fenêtres, du moins aux angles extrêmes ;

. être suffisamment grande pour que les effets de bord soient négligeables et pour que le comptage soit suffisant.

Ceci nous a amenés à rapprocher au maximum de la cible les diaphragmes avant des petits angles.

Par exemple, pour les expériences réalisées avec la cible cylindrique, les positions et ouvertures des diaphragmes étaient les suivantes :

Angles	R_o (mm)	h	(arrière) b	(avant) a	d
1 à 5 soit $20° < \theta < 70°$	143	63	1	1,5	8
13 à 16 soit $120 < \theta < 165°$			"	"	8
6 à 8 soit $65° < \theta < 100°$		100	1	2	"
10 à 12 soit $80° < \theta < 115$		"	"	"	"

soit une longueur effective de gaz de 8 mm à 20° et 3,6 mm à 90° ce qui correspond à des cibles d'épaisseur de l'ordre de quelques mg/cm^2, et une perte d'énergie totale dans la cible de 250 à 300 keV.

I.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

I.3.1. Acquisition des données

Nous avons utilisé le dispositif ci-dessus pour étudier la diffusion élastique de protons polarisés entre 17 et 25 MeV, ceci sur toute une gamme de noyaux (tableau I.3). Le domaine angulaire considéré s'étend de 15° à 165°.

Tableau I.3

Cible	Epaisseur (mg/cm^2)	Energie (MeV)	Domaine angulaire
^{14}N	Cibles gazeuses	24.5	15-155°
^{15}N		22.4	20-160°
		24.5	20-160°
		26	20-160°
^{16}O		24.5	15-160°
^{18}O		22.5	
		24.5	20-165°
^{20}Ne		24.5	26-150°
^{24}Mg	1	20.3	25-150°
^{32}S	1.7	24.5	30-155°
^{34}S	1.4	24.5	40-155°
^{49}Ti	4.02	20.9	15-155°
^{53}Cr	1	16.6	15-155°
^{57}Fe	4.6	17.3	20-165°
^{58}Ni	0.8	24.5	20-165°
^{61}Ni	4,0	16,6	15-155°
^{90}Zr	3.7	22.9	15-150°
^{91}Zr	3.78	24.5	15-165°
^{92}Zr	1.08	20	19-155°
^{92}Mo	0.9	24.5	35-150°
^{118}Sn	1.11	24.5	15-130°
^{204}Pb	0.4	24.5	15-120°
^{206}Pb	4.3	24.5	15-130°
^{207}Pb	1	24.5	30-100°
^{208}Pb	4	24.5	15-95°

La fig. I.13 présente le type de spectre obtenu avec la cible gazeuse sur ^{15}N et ^{18}O, pour des angles intermédiaires (32 et 55°). On peut voir que, pour les pics de diffusion élastique, les taux de comptage sont élevés, donnant lieu à des erreurs statistiques très faibles. Ceci est vrai quel que soit l'ang de détection. Par contre, le bruit de fond, très réduit aux angles intermédiair peut éventuellement devenir plus important aux angles avant, en raison de l'app rition d'une double diffusion due aux fenêtres de la cible gazeuse. Ce bruit de fond reste cependant toujours faible et son élimination n'introduit qu'une incertitude négligeable.

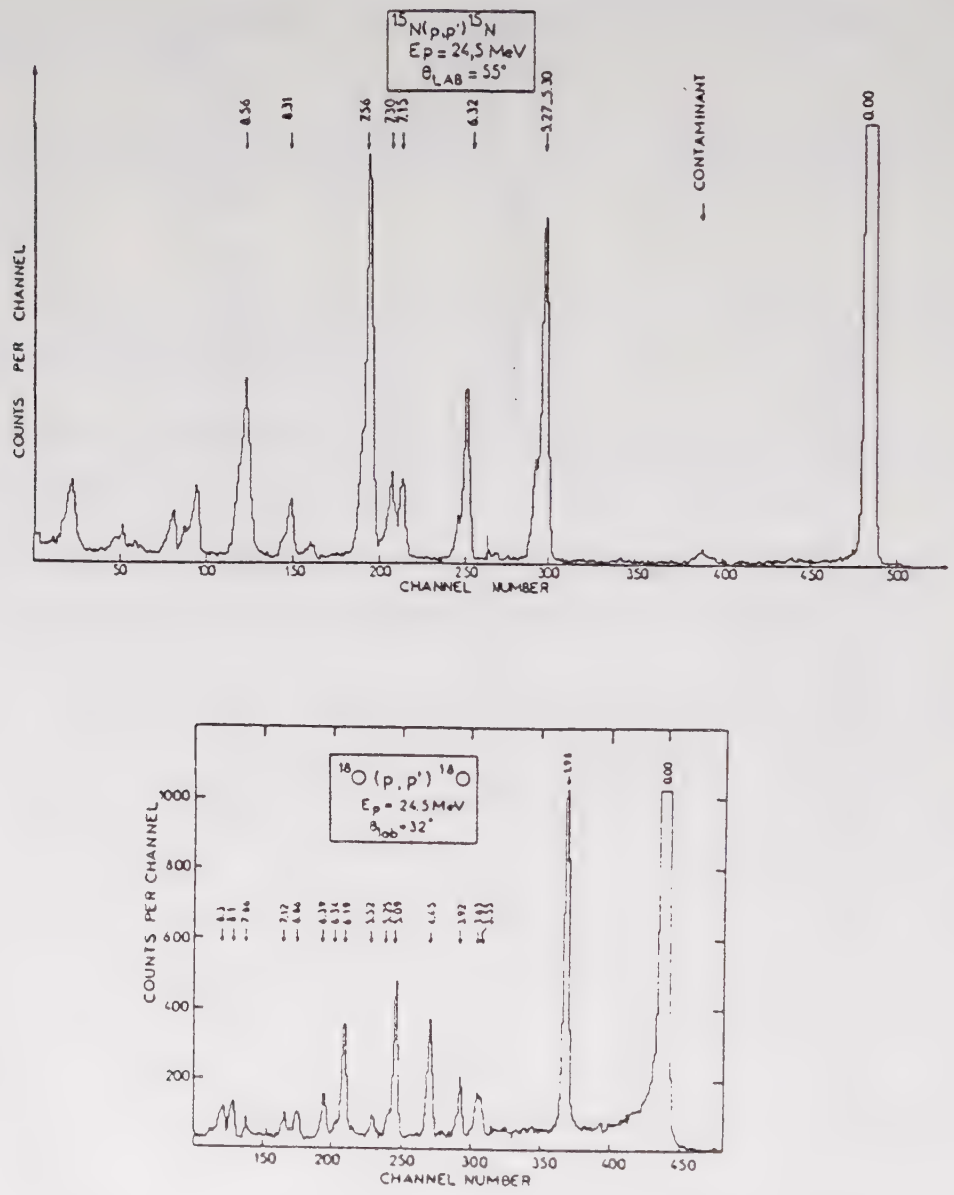


Fig. I.13. Spectres typiques obtenus avec une cible gazeuse.

La résolution en énergie est de l'ordre de 120 à 140 keV, et provient essentiellement de :

. la largeur du faisceau 60 keV,
. la dispersion dans la cible 60 keV,
. la dispersion dans la fenêtre 40 keV,
. l'ouverture angulaire 20 à 70 keV,
. la résolution des jonctions 70 keV.

Dans le cas de cibles solides, la résolution en énergie était du même ordre, quoique légèrement meilleure, la dispersion dans la cible étant en général plus faible (une vingtaine de keV).

L'erreur liée à la mesure de la température et de la pression du gaz dans la cible est de moins de 0,05 %

L'imprécision sur l'angle de détection est de ± 0,3° (0,1° provenant de la lecture de la position angulaire, 0,2° du jeu dans le dispositif). Quant à la valeur de l'énergie du faisceau incident, elle est affectée d'une incertitude de 0,1 MeV, mais les différences d'énergie, pour un même ensemble de données, ne dépassent pas 0,03 MeV.

I.3.2. Exploitation des données.

I.3.2.a Calcul des sections efficaces expérimentales

Soient :

. n le nombre de particules incidentes vues par le système
. N le nombre total de noyaux cibles
. Y^+ et Y^- les nombres de particules détectées dans chacun des états de spin dans une direction donnée θ (éventuellement corrigés du bruit de fond).

La section efficace dans le cas d'une cible solide est alors donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{Y^+ + Y^-}{nN} . \qquad (I.6)$$

Le nombre de particules incidentes vues par le système se déduit de la mesure de la charge totale collectée dans la cage de Faraday corrigée des pertes dues à l'appareillage électronique mesurées par le facteur TM, soit :

$$n = \frac{Q}{e} \times TM . \qquad (I.7)$$

Les cibles sont en général caractérisées par leur masse P au cm^2. Dans ces conditions, si A représente la masse atomique de la cible et ϕ son inclinaison sur la direction du faisceau (fig. I.14), le nombre de noyaux cibles est :

$$N = \frac{P}{A \cos \phi} \cdot \qquad (I.8)$$

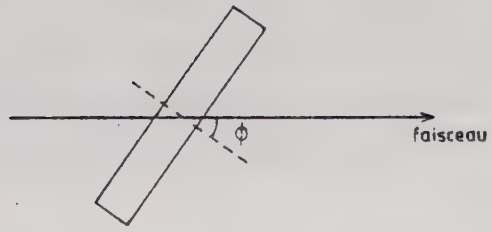


Fig. I.14. Epaisseur effective de la cible

Dans le cas de cibles gazeuses, nous avons vu que la géométrie de la détection intervient de deux façons : d'une part elle définit l'angle solide sous lequel le détecteur voit la cible, d'autre part elle limite l'épaisseur utile de la cible. On tient compte de cet effet en introduisant un facteur propre à chaque télescope à un angle donné : ce facteur G dépend de la géométrie du système de détection et des dérivées de la section efficace par rapport aux angles [11]; ces derniers termes proviennent des variations de la section efficace dans le domaine angulaire défini par l'ouverture arrière (fig. I.9). On a donc, dans le cas de diaphragmes rectangulaires :

$$G = G_{oo} \left[1 + \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} \Delta_1 + \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)^2} \Delta_2 + \ldots + \frac{d^n(\sigma)}{d(\cos\theta)^n} \Delta_n \right] \qquad (I.9)$$

où le facteur G_{oo} ne dépend que des dimensions des diaphragmes et où Δ_n dépend de la distance R_o du diaphragme arrière à la cible et de son ouverture et tend vers 0 quand R_o augmente et que l'ouverture diminue. Dans la géométrie que nous avons utilisée, on peut considérer que la correction due aux Δ_n est négligeable et que $G = G_{oo}$, soit dans le cas des diaphragmes rectangulaires utilisés ici.

$$G = \frac{abd}{R_o h} \cdot \qquad (I.10)$$

Si n représente le nombre de particules incidentes vues par le système et N le nombre de cibles par cm^3, le nombre de protons détectés dans la direction θ est alors donné par :

$$Y(\theta) = \frac{nNG(\theta)}{\sin\theta} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \qquad (I.11)$$

avec, si T et P sont la température et la pression au moment de l'expérience, v la valence du corps considéré :

$$N = \frac{\mathcal{N}_o}{22400} \times \frac{T_o}{T} \times \frac{P}{P_o} \; v \qquad (I.12)$$

et n défini comme précedemment (I.7).

I.3.2.b. Calcul des pouvoirs d'analyse.

A partir des nombres Y^+ et Y^- de particules détectées dans chacun des états de polarisation du faisceau, on peut calculer une asymétrie expérimentale :

$$A = \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-}$$

et de là le pouvoir d'analyse, en normalisant à l'aide de la polarisation P_F du faisceau, mesurée par le polarimètre :

$$A_P = \frac{1}{P_F} \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} .$$

I.3.2.C Analyse des erreurs

Dans le cas général, les pics de diffusion élastique ne sont perturbés par aucun bruit de fond et les erreurs statistiques s'écrivent pour les sections efficaces

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{Y}}$$

et pour les asymétries

$$dA = \frac{1}{\sqrt{Y}} \sqrt{1-A^2}$$

soit, pour les pouvoirs d'analyse : $dA_p = \frac{1}{P_f} dA$

où Y représente le comptage total à un angle donné :

$$Y = Y^{+} + Y^{-} .$$

Dans les quelques cas où l'élimination d'un bruit de fond s'avère nécessaire, les erreurs statistiques s'en trouvent modifiées comme suit :

pour les sections efficaces :

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{Y}} \sqrt{1 - A^2 \frac{2F}{Y-F}}$$

pour les asymétries :

$$dA = \frac{1}{\sqrt{Y}} \sqrt{1 - A^2 + \frac{2F}{Y-F}}$$

où F représente le bruit de fond.

Les taux de comptage étant toujours élevés pour les pics de diffusion élastique et le bruit de fond restant petit, les erreurs statistiques sont toujours très faibles ; il faut par contre tenir compte d'une part des erreurs sur la mesure de l'intensité du faisceau (3-4 %), d'autre part des imprécisions sur l'angle solide et des différences d'efficacité des détecteurs pour des télescopes différents (2 %). Une estimation de ces erreurs conduit à affecter les sections efficaces d'une erreur globale de ± 6 % qui n'affecte pas les mesures d'asymétrie.

Pour celles-ci interviennent l'incertitude relative (de l'ordre de 1,5 %) sur l'efficacité du polarimètre utilisé dans la calibration absolue, et éventuellement celle due à la différence d'efficacité des deux transitions. En effet, si cette différence n'a pu être compensée comme indiqué au paragraphe I.3.3 les asymétries mesurées sont de la forme : $A = (1 \pm \varepsilon)\pi$ où π est la polarisation du faisceau et ε la différence d'efficacité des deux transitions. On voit que celle-ci introduit une erreur absolue variable selon les points, mais qui, en pratique, reste toujours inférieure à 1 %.

I.3.3. Résultats.

Le tableau (I.3) présente les cibles utilisées et les résultats obtenus à Saclay. Les résultats pour les noyaux très légers sont présentés en annexe (annexe 4) ; ceux pour les noyaux plus lourds ont déjà été publiés [2, 12, 13, 14

Chapitre II

FONDEMENTS ET FORMALISME DU MODELE OPTIQUE

II.1. APPROCHE MICROSCOPIQUE DU POTENTIEL OPTIQUE

L'hypothèse suivant laquelle il est possible de remplacer par un potentiel moyen à 1 corps de forme simple toutes les interactions entre un nucléon incident et tous les nucléons d'un noyau cible se trouve accréditée, dans des domaines d'énergie très divers, par son succès lors de l'analyse des résultats expérimentaux : pour des énergies négatives, on a pu reproduire ainsi, dans le cadre du modèle en couches ou de calcul Hartree-Fock [15-19], de nombreuses propriétés des états liés du noyau (spectres de niveaux, énergies de liaison, densités de niveaux, rayons nucléaires) ; pour des énergies positives, les potentiels optiques phénoménologiques rendent compte de la diffusion élastique de façon très satisfaisante dans un vaste domaine d'énergie [20-24

D'autre part des calculs maintenant nombreux ont permis de justifier cet usage d'un potentiel moyen nucléon-noyau (N-$\mathcal{N}$) [25-29] et de calculer celui-ci à partir d'une interaction N.N.

En particulier, dans le cas de la matière nucléaire, l'analyse faite par Mahaux et ses collaborateurs [30] de la matrice de réactance et de sa dépendance par rapport à l'énergie et à l'impulsion, a permis de généraliser le cas de la matière infinie à celui de l'interaction effective d'un nucléon en présence d'un noyau fini, modélisé par sa densité locale.

Une autre approche utilise l'hypothèse que la diffusion d'un nucléon par un noyau diffuseur se présente comme une série de diffusions successives indépendantes, ce qui conduit aux séries de diffusion multiple du type de celle de Watson [25] ; la définition d'un opérateur optique constitue alors une étape essentielle du traitement[25,31,32]. Ces théories de collision multiple, bien que parfois utilisées dans les calculs de matière nucléaire [33], se rencontrent surtout dans de

nombreuses analyses de la diffusion à "haute énergie" (E > 100 MeV) mais elles s'y présentent toujours accompagnées de nombreuses conditions ou approximations qui semblent interdire son emploi à plus basse énergie.

Toutefois, ces approximations qui facilitent l'utilisation du formalisme, ne sont pas totalement indispensables et les restrictions correspondantes (notamment en ce qui concerne le domaine de validité en énergie) pourraient être levées dans une large mesure.

I I.1.1. Validité d'une théorie des collisions multiples à basse énergie.

A la base même de la théorie se trouve l'hypothèse critique que l'interaction d'un projectile avec le noyau diffuseur est entièrement donnée par des interactions successives et indépendantes avec les nucléons de la cible. Ceci est assuré [34] si le libre parcours du projectile dans le noyau est très supérieur à sa longueur d'onde. A basse énergie, l'augmentation du libre parcours moyen dans le noyau, due au principe de Pauli ($\lambda \simeq 4$ fm alors que la longueur d'onde du projectile < 1 fm), permet de remplir cette condition de façon assez satisfaisante.

Pour pouvoir utiliser facilement la théorie, il sera commode de pouvoir négliger l'effet des corrélations à deux ou plusieurs corps, ce qui conduit à n'utiliser que le premier terme du développement de la matrice de diffusion. Il a été montré à grande énergie (1 GeV) [35] que l'effet de ces corrélations, sans être négligeable, ne représente qu'une correction faible par rapport au premier terme. A l'autre extrême du domaine des énergies, l'utilisation de potentiels de Hartree-Fock pour des collisions nucléon-noyau à très basse énergie [36-38] justifie également dans une certaine mesure de négliger les corrélations. Pour des énergies de quelques dizaines de MeV, Kidwaï et Rook d'une part [39], Cugnon de l'autre [40] ont montré que le schéma en collisions indépendantes restait valable et que, même dans ce cas, l'on pouvait en première approximation négliger les phénomènes de diffusion multiple et de polarisation du coeur, du fait notamment de l'importance des libres parcours moyens à l'intérieur du noyau.

Il est souvent fait appel, à haute énergie, à d'autres approximations qui simplifient encore les calculs :

α) Approximation du "noyau gelé" qui suppose que les nucléons du diffuseur sont immobiles et qui est invoquée pour justifier la factorisation.

$$V_{opt} \simeq A\ t(q)\ F(q) \qquad (II.1)$$

faisant apparaître d'une part le facteur de forme nucléaire, F(q), d'autre part l'amplitude de transition N-N t(q).

Toutefois il convient de faire à ce sujet deux remarques :

. d'une part, la seule condition nécessaire à la factorisation est que l'interaction t ne dépende que de q, ce qui est en particulier le cas pour l'interaction locale utilisée dans nos calculs pour le terme direct ;

. d'autre part, cette factorisation n'est pas un élément indispensable du formalisme : lorsqu'elle est impossible, ce qui est le cas ici pour les termes d'échange, dans lesquels l'interaction n'est plus fonction du seul moment transféré, on peut calculer le potentiel optique non local correspondant par intégration (ou en faire une approximation locale comme ici (§ II.1.2)).

b) Approximation d'impulsion qui consiste à remplacer l'interaction effective τ par la matrice de collision N-N libre. Il est clair qu'à basse énergie, où le rôle inhibiteur du principe de Pauli est important, une telle approximation ne serait guère justifiée [31]. C'est pourquoi les calculs microscopiques de modèle optique à basse énergie utilisent une interaction effective dont la détermination fait le plus souvent appel à la phénoménologie. On perd évidemment ainsi l'un des bénéfices de l'approximation d'impulsion qui est de pouvoir relier ces calculs à une quantité déterminée expérimentalement, du moins pour les termes sur couche, à savoir la matrice de diffusion N-N libre.

c) Le projectile reste discernable, ce qui dispense de l'antisymétrisation entre projectiles et nucléons de la cible.

Tout compte fait, deux particularités essentielles marquent toute tentative d'utiliser un formalisme de diffusion multiple dans notre domaine d'énergie :

1. La matrice de diffusion convenable dans ce domaine d'énergie ne peut être la matrice de diffusion libre : il faudra utiliser ici une interaction effective définie à partir des résultats concernant la matière nucléaire [33], telle que celle obtenue par Jeukenne, Lejeune et Mahaux [30,41] ou à l'aide d'une paramétrisation phénoménologique [42-44]. C'est cette dernière approche que nous avons choisie, et une part importante de ce travail consistera à définir une interaction effective valable sur tout le domaine d'énergie considéré , et paramétrisée sous une forme facilement utilisable.

2. Les effets d'antisymétrie sont essentiels : ces effets, qui sont généralement négligés à haute énergie, ne peuvent absolument pas l'être à des énergies négatives, comme le prouvent les calculs Hartree-Fock, non plus que pour des

énergies positives, mais faibles, où leur contribution peut être appréciable notamment à l'arrière. Ce sujet difficile a suscité de nombreux travaux théoriques [26, 32, 45, 46] ; il en résulte [47, 48] qu'il est bien justifié d'utiliser au premier ordre un potentiel optique défini par la simple convolution de la densité avec une matrice de diffusion antisymétrisée. Nous allons voir que, dans le potentiel optique, ceci complète le terme direct habituel (du type KMT) par un terme d'échange non local.

II.1.2. Le potentiel optique microscopique à basse énergie.

Utiliser une matrice de diffusion antisymétrisée revient à ajouter à l'interaction effective t_D entre particules discernables (terme direct) une interaction "d'échange" obtenue à partir du terme direct par action de l'opérateur P_{ech} d'échange du projectile et d'un nucléon de la cible. L'interaction effective devient alors :

$$t_D + t_E = t_D(1-P_{ech}) \qquad (II.2)$$

avec

$$P_{ech} = P_r P_\sigma P_\tau$$

$P_r P_\sigma P_\tau$ étant respectivement les opérateurs d'échange d'espace, de spin et d'isospin.

Si l'interaction effective utilisée dans le terme direct est locale, et de la forme :

$$\langle r_o' r_1' | t_D | r_o r_1 \rangle = \delta(r_o' - r_o)\delta(r_1' - r_1) t_D(|r_1 - r_o|), \qquad (II.3)$$

où l'indice o se rapporte au projectile et l'indice 1 à un nucléon-cible donné, soit encore en représentation d'impulsion

$$\langle k_o' k_1' | t_D | k_o k_1 \rangle = \delta(\vec{k}_o + \vec{k}_1 - \vec{k}_o' - \vec{k}_1') f(q)$$

avec

$$q = k_o' - k_o$$

l'interaction effective dans le terme d'échange t_E est définie par :

$$\begin{aligned} \langle r_o' r_1' | t_E | r_o r_1 \rangle &= \delta(r_o - r_1')\delta(r_1 - r_o') t_E(|r_o - r_1|) \\ \langle k_o' k_1' | t_E | k_o k_1 \rangle &= \delta(k_o + k_1 - k_o' - k_1') f(Q) \end{aligned} \qquad (II.4)$$

avec

$$Q = k'_1 - k_o$$

et a donc perdu le caractère local de l'interaction directe correspondante. Le terme direct conduit à des potentiels obtenus par convolution de la densité avec l'interaction effective, comme ceux utilisés par exemple par Greenlees [49]

$$V_D(\vec{r}) = \int \rho(r') t(|\vec{r}-\vec{r}'|) d\vec{r} \qquad (II.5)$$

Par contre (cf. Annexe 1), le terme d'échange, du fait de la non-localité de l'interaction, reste de la forme

$$V_E(\vec{r},\vec{r}') = \rho(\vec{r},\vec{r}') t_E(\vec{r},\vec{r}') \qquad (II.6)$$

où $\rho(r,r')$ représente la densité non locale à 1 corps

$$\rho(\vec{r},\vec{r}') = \int \phi_o^*(\xi_1 \xi_2 \ldots \xi_{A-1}) \phi_o(\xi'_1, \xi_2 \ldots \xi_{A-1}) d\xi_2 \ldots d\xi_{A-1} \qquad (II.7)$$

où les ξ représentent les (A-1) coordonnées internes de Jacobi de la cible .

II.2. DESCRIPTION DE LA DIFFUSION PAR UN POTENTIEL OPTIQUE

II.2.1. L'équation de Schroedinger

Ayant ainsi défini le potentiel moyen dans lequel évoluera le projectile, le problème de la diffusion se ramène à la résolution d'une équation de Schroedinger intégro-différentielle :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_D(\vec{r}) - E \right] \psi(\vec{r}) + \int V_E(\vec{r},\vec{r}') \psi(\vec{r}') d\vec{r}' = 0. \qquad (II.8)$$

Pour cela, on pourra procéder par intégration numérique et itération, en prenant pour point de départ la fonction d'onde obtenue en négligeant le terme non-local (cf. annexe 2).

On pourra aussi chercher à se ramener à la forme habituelle de l'équation de Schroedinger, en cherchant un potentiel local dont les effets soient aussi proches que possible de ceux du potentiel non local ci-dessus. Les calculs de Perey [50] ont montré qu'il était possible d'obtenir ainsi une image très satisfaisante des résultats de calcul non local. Cette

deuxième méthode présente sur la première l'inconvénient de faire intervenir des approximations dont le choix pourra être délicat (il s'agira essentiellement ici de définir une approximation commode de l'interaction utilisée dans le calcul du terme d'échange) ; mais du point de vue pratique, elle représente un gain considérable, tant en ce qui concerne le temps de calcul que l'encombrement en mémoire et permet d'utiliser les programmes de modèle optique déjà existants. De plus, elle permet d'exprimer et de comprendre les propriétés du potentiel non local en termes plus familiers, en permettant par exemple une comparaison directe entre les potentiels phénoménologiques et le potentiel local équivalent ainsi obtenu.

Cette procédure est donc plus appropriée au type d'étude que nous nous proposons de faire. Après un certain nombre de calculs effectués par les deux méthodes pour tester les approximations introduites lors de la recherche du potentiel local équivalent, c'est elle que nous avons utilisée dans tout le reste des calculs.

II.2.2. Potentiel optique local équivalent.

Nous avons vu que, dans le cas d'une interaction N-N locale, la non-localité du potentiel provenait du terme d'échange : alors que le terme direct ne dépend que du moment relatif q, ce qui permet la factorisation (II.1), l'interaction intervenant dans le terme d'échange dépend de la somme Q des moments relatifs. La méthode la plus simple pour se ramener un potentiel local consiste à remplacer cette interaction par une force à portée nulle [51,44]soit une constante dans l'espace des moments. En effet, si $t(Q) = a$, le potentiel dû à l'échange se réduit immédiatement au potentiel local $a\rho(r)$. Toutefois, cette méthode ne définit pas un potentiel local équivalent au sens où un tel potentiel permettrait de reproduire les résultats d'un calcul non local (en particulier au niveau des déphasages). C'est pourquoi nous avons préféré utiliser une approximation un peu différente qui fournit une image beaucoup plus satisfaisante du problème non local (Cf. Chapitre III) , et qui nous amènera à procéder en deux étapes : l'une consiste, comme dans la méthode précédente, à rendre local le potentiel optique en remplaçant l'interaction dans le terme d'échange par une approximation, que l'on choisit cette fois-ci quadratique en moments, soit :

$$t(q) = a - bq^2 \qquad \text{(II.9)}$$

l'autre aura pour but de ramener l'équation différentielle du 2ème ordre ainsi

obtenue, et où apparaissent des termes en $\nabla\psi(r)$, à une équation de Schroedinger sous sa forme habituelle.

On utilisera pour cela une méthode déjà présentée par de nombreux auteurs [50, 52, 53] qui conduit à un potentiel local équivalent au sens où la fonction d'onde $\psi(r)$ prédite dans ce potentiel se raccorde exactement à la fonction d'onde $\psi(r)$ du problème non local à l'extérieur du noyau (donc correspond aux mêmes déphasages).

. *La localisation du potentiel*

Soit donc $t_E(Q)$ l'interaction que nous utiliserons dans le terme d'échange, sous la forme :

$$t_E(Q) = a-bQ^2 = a-b(k_1-k'_o)^2 \ . \qquad \text{(II.10)}$$

Dans l'espace de configuration, il lui correspond la forme :

$$t_E(r_o,r_1) = \left[a+b\ (\nabla_1 - \nabla_{o'})^2\right]\ \delta(r_o-r'_1)\delta\,(r_1-r'_o) \qquad \text{(II.11)}$$

où ∇_1 n'agit que sur la fonction d'onde liée ϕ_1, et ∇_o, que sur la fonction d'onde libre ψ.

Reportant cette valeur dans (II.6) et (II.8), on peut calculer le terme non local de l'équation de Schroedinger, soit :

$$\int V_E(r,r')\psi(r')dr' = a\ \rho\ \psi + b\left[\rho\ \nabla^2\psi + \psi\ \phi_1^*\ \nabla^2\ \phi_1 + \phi_1^*\nabla\phi_1\Delta\psi\right] \qquad \text{(II.12)}$$

où, pour simplifier l'écriture, on n'a pas explicité la dépendance en r de la densité et des fonctions d'onde dans le second membre.

On voit apparaître la densité d'énergie cinétique τ dans le noyau, définie comme [54] :

$$\tau = -\frac{h^2}{2m}\ \phi^*\nabla^2\phi$$

et l'on obtient finalement

$$\int V_E(\vec{r},\vec{r}')\psi(\vec{r}')d\vec{r}' = \left[a\rho(r) - \frac{2m}{\hbar^2}\ \tau\right]\psi(r) + b\ \nabla\rho(r)\nabla\ \psi(r) + b\rho(r)\nabla^2\psi(r) \qquad \text{(II.13)}$$

où l'on reconnaît le terme a ρ(r) correspondant à la première approximation envisagée ; l'approximation quadratique en moment y apporte une correction et fait apparaître un terme en ∇ρ qui correspondra donc à un effet de surface et un terme $\nabla^2\psi$ à partir duquel on pourra définir une masse effective m^* du nucléon comparable à celle qui apparaît dans les calculs Hartree-Fock avec la force du Skyrme [53].

. *Le potentiel local équivalent*

L'équation de Schroedinger (II.8) devient alors :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_D(r) + (a\,\rho(r) - \frac{2m}{\hbar^2}\,b\,\tau(r)\,\nabla + b\,\rho(r)\,\nabla^2) - E\right]\psi(r) = 0 \qquad (II.14)$$

soit en utilisant la notation :

$$\bar{\alpha} = \frac{2m}{\hbar^2}\,\alpha$$

et en particulier

$$\bar{a} = \frac{2m}{\hbar^2}\,a$$

$$\bar{V}_D = \frac{2m}{\hbar^2}\,V_D \qquad (II.15)$$

et en regroupant les termes de même type :

$$-(1-\bar{b}\rho(r))\,\nabla^2\psi(\vec{r}) + \bar{b}\,\nabla\rho(\vec{r})\,\nabla\psi(\vec{r}) + (\bar{V}_D(r) + \bar{a}\rho(\vec{r}) - \frac{2m}{\hbar^2}\,\bar{b}\,\tau(r) - k^2)\psi(r) = 0$$

$$\text{où } k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\,E \qquad (II.16)$$

ce qui conduit, après décomposition de ψ(r) en ondes partielles, à une équation différentielle du second ordre pour la fonction radiale, de la forme :

$$\psi_L''(r) - \frac{\bar{b}\rho'(r)}{1-\bar{b}\rho(r)}\,\psi_L'(r) - (\bar{V}_D(r) + \bar{a}\rho(r) - \frac{2m}{\hbar^2}\,\bar{b}\tau(r) - k^2)\,\frac{1}{1-\bar{b}\rho(r)}\,\psi_L(r) + \frac{\bar{b}\rho'(r)}{1-\bar{b}\rho(r)}\,\frac{\psi_L(r)}{r} - \frac{L(L+1)}{r^2}\,\psi_L(r) = 0$$

(II.17)

Pour se ramener à la forme habituelle de l'équation de Schroedinger , on introduit le changement de fonction :

$$\psi_L(r) = f(r)\,y_L(r) \qquad (II.18)$$

et on choisit f(r) de manière à annuler les termes en $y'_L(r)$, soit

$$\frac{f'(r)}{f(r)} = -\frac{1}{2}\frac{\bar{b}\rho'}{1-b\rho(r)} \quad . \tag{II.19}$$

La fonction f(r) exprime la relation qui existe entre la fonction d'onde $\psi_L(r)$ du problème non local, et celle $y_L(r)$ du problème local "équivalent", fonctions d'onde qui doivent être identiques à l'extérieur du noyau ; ceci fixe comme condition $f(r) \to 1$ quand $r \to \infty$. On a donc :

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{1-\bar{b}\rho(r)}} \; ; \tag{II.20}$$

on est ainsi ramené à la forme usuelle de l'équation de Schroedinger:

$$y''_L(r) + \left[V_{LE}(r) - k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] y_L(r) = 0 \tag{II.21}$$

où apparaît le potentiel local équivalent

$$V_{LE}(r) = \frac{1}{1-b\rho(r)} \left[V_D(r) + a\rho(r) - \bar{b}\rho(r)\, E - \frac{1}{4}\frac{2m}{\hbar^2}\frac{\bar{b}^2\rho'(r)^2}{1-\bar{b}\rho(r)} - b\left(\frac{1}{2}\nabla^2\rho_{(r)} + \tau_{(r)}\right) \right] ; \tag{II.22}$$

on y retrouve le terme direct habituel et le terme $a\rho(r)$ correspondant à l'approximation de portée nulle de l'interaction dans le terme d'échange. Dans la contribution du deuxième terme $(-bQ^2)$ de l'approximation, apparaît en particulier la variation avec l'énergie qui caractérise le passage d'un potentiel non local à un potentiel local équivalent.

On pourra donc calculer ce potentiel local équivalent, comme le terme direct seul, à partir de l'interaction N-N et de la densité nucléaire, puisque l'on peut calculer la densité d'énergie cinétique à partir de cette dernière [54].

La résolution (II.21) par les méthodes habituelles permet de calculer la fonction d'onde $y_L(r)$ du problème local équivalent, d'où l'on déduira la fonction d'onde "vraie" $\psi_L(r)$.

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus par Dover et Giai [53] dans des calculs Hartree-Fock correspondant à une force de Skyrme, on voit

que le traitement de l'échange avec l'approximation utilisée peut se traduire par l'introduction d'une masse effective m^* telle que

$$\frac{m^*}{m} = \frac{1}{1-b\rho(r)} = f^2(r) \qquad (II.23)$$

ou

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2}{2m} - b\rho.$$

Cette masse effective (dont on peut remarquer qu'elle ne dépend que très peu des propriétés individuelles des noyaux, puisque fonction seulement de ρ) ou, ce qui revient au même, le facteur $f(r)$, traduit l'atténuation de la fonction d'onde et du potentiel à l'intérieur du noyau, cette atténuation provenant essentiellement du caractère non local de la force.

On retrouve ainsi l'effet de la non-localité bien connu sous le nom d'effet Perey [52], effet qui risque de modifier considérablement les éléments de matrice de la DWBA. L'utilisation de fonctions d'onde calculées comme ci-dessus est donc susceptible d'apporter des modifications intéressantes dans l'étude de la diffusion inélastique.

On remarque enfin que le potentiel optique équivalent ainsi défini dépend de l'énergie et ceci de deux façons :

. explicitement par le terme $-b\rho(r)E$ ou $(1 - \frac{m^*}{m})E$ d'après (II.23) qui traduit la non-localité due à l'échange par une variation avec l'énergie du potentiel local équivalent.

. implicitement par la variation avec l'énergie de l'interaction N-N qui intervient à la fois dans le terme direct et dans le terme d'échange. (Notons qu'en outre dans ce dernier terme les paramètres a et b de l'approximation sont différents suivant l'énergie, la zone d'ajustement se déplaçant avec celle-ci).

On peut donc espérer rendre compte ainsi de la variation avec l'énergie des potentiels phénoménologiques.

Dans le cas de la diffusion d'un nucléon, il faudra tenir compte du spin - qui donne naissance à un terme spin orbite - et éventuellement de la charge du projectile qui introduit le potentiel coulombien. Ces effets seront traités au chapitre IV.

Chapitre III

DESCRIPTION DES ELEMENTS DU CALCUL

D'après ce que nous avons vu au chapitre précédent, le potentiel optique peut se calculer à partir de deux éléments essentiels : l'interaction effective N libre - N lié dans le noyau, et la distribution de matière à l'intérieur du noyau. Des caractéristiques de ces ingrédients dépendront d'une part la facilité des calculs, d'autre part leur aptitude à reproduire les résultats expérimentaux.

Nous allons examiner maintenant comment concilier les deux impératifs qui découlent de cette constatation, à savoir :

1) tenir compte du maximum d'information dont on dispose au sujet de l'interaction et des densités.

2) les introduire sous une forme aussi simple que possible, en vue d'une utilisation systématique.

III.1. PROPRIETES DU NOYAU.

Puisque nous considérons la diffusion N-$\mathcal{N}$ comme une série de diffusion N-N, les propriétés qui nous intéressent sont en fait celles des nucléons (libre et lié) dans le noyau : comme le montre l'expression (II.2.16) du potentiel optique, il s'agit essentiellement de la répartition dans l'espace des nucléons liés (c'est-à-dire de la densité nucléaire), et de la valeur des moments des deux nucléons en interaction (projectile et nucléon cible), dont dépend l'intensité de l'interaction t(q). Nous étudierons également la section efficace moyenne de réaction N-N dans le noyau, qui, représentant la fraction du flux incident éliminée lors du passage dans le noyau, est reliée à la partie imaginaire du potentiel optique et donc à la composante imaginaire de l'interaction N-N. C'est par ce biais que nous pourrons définir cette dernière, mal connue à basse énergie.

C'est également à partir de cette section efficace que l'on peut définir le libre parcours moyen du projectile dans le noyau. Celui-ci mesurant la probabilité pour le projectile de pénétrer dans le noyau, permet de mettre en évidence l'intérêt de expériences de basse énergie pour l'étude de l'intérieur du noyau.

III.1.1. Densités nucléaires

Les densités nucléaires jouent un rôle déterminant dans le calcul microscopique du potentiel optique puisqu'elles y interviennent d'une part directement par les termes en $\rho(r)$, d'autre part indirectement dans l'expression de la densité d'énergie cinétique. Dans tous les cas où cela sera possible, il sera bien entendu préférable d'utiliser des densités déterminées expérimentalement. Dans le cas contraire (densités mal définies expérimentalement, calculs simultanés sur des noyaux différents), on est amené à utiliser des densités issues de calculs théoriques

Les densités d'origine théorique.

Différents modèles du noyau (modèle en couches, Hartree-Fock...) permettent, à partir des fonctions d'onde, de calculer les densités de nucléons dans le noyau. Toutefois, ces densités ne se présentant pas sous forme analytique seront d'un emploi assez lourd.

Une réponse à cette objection a été fournie par Myers [55] avec son modèle "de la gouttelettte". Ce modèle macroscopique des noyaux finis s'appuie sur des calculs utilisant le modèle de Thomas-Fermi mais permet d'en exprimer les paramètres à l'aide d'expressions algébriques ne dépendant que des nombres de nucléons N et Z. On peut en particulier définir ainsi les rayons moyens des densités de matière ainsi que les différences de rayon entre densités de protons et de neutrons : à partir de là, on peut obtenir les densités de protons et de neutrons en les approximant par exemple par une forme de Fermi :

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + e^{(r-c)/a}} . \qquad \text{(III.1.1.)}$$

Les rayons de protons ainsi prédits sont très proches des résultats expérimentaux, ce qui n'est guère étonnant puisque les paramètres du modèle ont été en partie ajustés pour assurer cet accord. En revanche, les différences

de rayons obtenues, qui peuvent atteindre 0.3 fm pour A ≃ 200, bien qu'en bon accord avec certains résultats de mesure [56-58] ou de calculs Hartree-Fock [59-15], peuvent paraître un peu élevés par rapport aux résultats récents, aussi bien expérimentaux [35] que théoriques [60].

Compte tenu de sa grande simplicité d'emploi, nous avons cependant utilisé ce modèle, au moins dans certaines phases du travail, lors des analyses systématiques concernant des ensembles de noyaux.

Les densités expérimentales

Il existe de nombreuses informations expérimentales concernant les densités ; la majeure partie d'entre elles provient des résultats de la diffusion d'électrons et concerne les densités de charge, que cette méthode permet de déterminer avec une très grande précision et que l'on utilise en général sous diverses formes paramétrisées (Fermi, gaussienne). Toutefois diverses tentatives d'échapper à la rigidité des formes analytiques habituelles ont conduit à présenter les densités de façon "indépendante des modèles nucléaires"; c'est ainsi, par exemple, que nous avons utilisé dans certains cas des densités exprimées sous forme de sommes de gaussiennes (SOG) [61-62].

Les densités ponctuelles de protons s'en déduisent en tenant compte du facteur de forme électromagnétique du proton [63].

Les informations expérimentales sur les densités de neutrons sont beaucoup plus rares. Elles se déduisent de la diffusion de hadrons surtout aux énergies intermédiaires, et concernent essentiellement les rayons quadratiques moyens, qui sont ainsi bien déterminés [35 et références incluses], mais non la forme de la densité à l'intérieur du noyau [64], par suite de l'absorption importante subie par le nucléon. Pour des raisons différentes (le manque de connaissance de l'interaction N-N à cette énergie), les diffusions de basse énergie n'ont pas permis jusqu'à présent d'obtenir plus d'information sur l'intérieur du noyau.

Dans nos calculs, nous utiliserons donc généralement des densités de neutrons "raisonnables", c'est-à-dire sous une des formes analytiques habituelles, auxquelles on demandera de reproduire les rayons quadratiques moyens définis soit par l'expérience quand on en dispose, soit par les calculs théoriques.

III.1.2. Approximation de Thomas Fermi.

Une bonne représentation du comportement des nucléons dans le noyau est fournie par le modèle de Thomas-Fermi : supposant que les énergies cinétiques des particules en chaque point du système soient les mêmes que dans un gaz de Fermi à la même densité, on obtient la valeur du moment du nucléon lié en fonction de la densité

$$k_F(r) = \left[\frac{3\pi^2}{2}\,\rho(r)\right]^{1/3} \qquad \text{(III.1.2)}$$

ainsi que celle de la densité d'énergie cinétique :

$$\tau(r) = \frac{3}{10}\,\frac{\hbar^2}{m}\,(3\pi^2)^{2/3}\,\rho(r)^{5/3} \qquad \text{(III.1.3)}$$

Cette expression, comme l'a montré Bethe [65], donne de bons résultats tant que la densité n'est pas trop faible (d'après Bethe, 17 % de la densité de matière nucléaire). De nombreux auteurs ont cherché à améliorer l'expression (III.1.3) pour obtenir une meilleure représentation de la région de la surface nucléaire ; Wong [54] a comparé la forme :

$$\tau_n(r) = \frac{3}{10}\,\frac{\hbar^2}{m}\,(3\pi^2)^{2/3}\,\rho(r)^{5/3} + \frac{1}{3}\,\frac{\hbar^2}{2m}\,\left|\nabla\sqrt{\rho(r)}\right|^2 - \frac{\hbar^2}{12m}\,\nabla^2\rho(r) \qquad \text{(III.1.4)}$$

utilisée par plusieurs auteurs avec le calcul "exact" utilisant la définition ($\tau(r) = -\frac{\hbar^2}{2m}\,\phi^*\nabla^2\phi$) ceci pour des fonctions d'onde calculées dans différents puits et a montré que si la forme (III.1.4) détériore légèrement l'accord au centre du noyau, elle l'améliore sensiblement à la surface, c'est-à-dire dans une région particulièrement importante pour la diffusion. La correction ainsi définie n'a qu'un effet assez faible sur les calculs de diffusion élastique, mais nous avons vérifié qu'elle améliorait légèrement les résultats, et c'est donc la forme (III.1.4) que nous avons utilisée dans nos calculs.

III.I.3. Distorsion de l'onde plane dans le potentiel complexe

Décrire les propriétés du projectile à l'intérieur du noyau représente une étape nécessaire [66], mais délicate dans le traitement de la diffusion ; une approche raisonnable consiste à utiliser comme guide-et à imposer comme limites-les deux situations extrêmes, à savoir le cas de la particule liée dans la matière nucléaire et celui d'une particule de haute énergie, dont la diffusion peut être considérée comme libre [67].

Nous sommes en particulier amenés à utiliser la valeur du moment du projectile en chaque point du noyau. On peut remarquer à ce sujet que le concept de moment local suppose que le potentiel ne varie pas beaucoup sur la longueur d'onde de de Broglie de la particule. Aux énergies considérées ici ($E \geq 20$ MeV, $\lambda \leq 1$ fm), cette condition est assez bien remplie [40], bien que de façon moins satisfaisante à la surface du noyau. Vu la sensibilité des calculs de Thomas Fermi aux moments dans la région de la surface nucléaire, le choix de la distribution de moments dans le noyau peut avoir des conséquences importantes sur le calcul de la partie réelle du potentiel optique et plus encore sur celui de la partie imaginaire

Si les premières tentatives prenant pour base l'approximation de Thomas-Fermi [68-40] exprimaient ce moment en fonction de l'énergie de Fermi et de l'énergie de séparation des nucléons, d'autres calculs [69] ont montré qu'il valait mieux choisir :

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_l^2}{2m} + V_R(r) \qquad \text{(III.5)}$$

où $V_R(r)$ est la partie centrale réelle du potentiel. Cette définition, utilisant le potentiel réel (y compris l'échange), suppose que l'on procède par itération, en partant du terme direct seul pour calculer :

$$k_l = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}\left[E - V_c(r) - V_{LE}(r)\right]}. \qquad \text{(III.6)}$$

III.1.4. Sections efficaces de collision dans le noyau

Elles peuvent être calculées elles aussi dans l'approximation de Thomas-Fermi, à partir de la section efficace N-N, compte tenu des diverses conditions que leur environnement impose aux nucléons en interaction.

Aux énergies considérées ici, la section efficace de diffusion proton-neutron libre peut être considérée comme isotrope et se paramétriser sous la forme [70] :

$$\sigma_{NP}(E) = \frac{A}{B+E} \qquad \text{(III.7)}$$

où les coefficients A et B sont déterminés expérimentalement.

Clémentel et Villi [70] en ont déduit la valeur de la section efficace moyenne de collision $\langle\sigma_{NP}\rangle$, en tenant compte du principe de Pauli, qui exclut certains états finals.

Ils obtiennent ainsi une expression de la forme :

$$\langle\sigma_{NP}\rangle = \frac{3}{2}\frac{mA}{2k_F^3}\, k_o\, F(k_o) \qquad \text{(III.8)}$$

où

k_o	représente le moment de la particule incidente
k_f	le moment de Fermi
m	la masse du nucléon
$F(k_o)$	une fonction compliquée des moments

On peut d'autre part considérer que dans ce domaine d'énergie les sections efficaces de collision proton-proton et neutron-neutron s'en déduisent par :

$$\langle\sigma_{NN}\rangle = \langle\sigma_{PP}\rangle = \frac{1}{4}\langle\sigma_{NP}\rangle . \qquad \text{(III.9)}$$

Mais comme l'a fait remarquer Gomès [71], ce calcul néglige deux autres caractéristiques de la diffusion N-N dans la matière nucléaire:

. d'une part, la masse effective des particules dans le noyau est différente de leur masse réelle

. d'autre part, la fonction d'onde n'est pas la même que celle correspondant à deux particules isolées.

Gomès a recalculé σ_{NP} pour une paire de nucléons dans la matière nucléaire, en tenant compte de ces deux conditions supplémentaires, et en a donné une expression qui est donc plus appropriée au centre du noyau, tandis que la forme (III.7) correspond mieux aux caractéristiques de la surface. Aussi, après avoir défini une approximation des résultats de Gomès sous la forme déjà employée par Clémentel et Villi, $\sigma = \frac{\alpha}{\beta+E}$, avons-nous calculé les sections efficaces moyennes de collision par la formule (III.8) en utilisant des coefficients A et B variables avec la densité et reproduisant ces deux cas limites soit :

$$\langle\sigma_{np}(r)\rangle = \frac{A(\rho(r))}{B(\rho(r))+E} \qquad \text{(III.10)}$$

avec

$$A = 864\ (1+1.2\ \rho^{2/3}),$$
$$B = 1.08(1+\ 11.5\ \rho^{2/3}). \qquad \text{(III.11)}$$

E représente ici l'énergie du projectile au point considéré, c'est-à-dire l'énergie incidente modifiée par le puits de potentiel nucléaire, auquel s'ajoute éventuellement le potentiel coulombien.

III.2. INTERACTION EFFECTIVE NUCLEON-NUCLEON

Dans un problème de diffusion, les deux nucléons qui interagissent sont l'un libre, l'autre lié dans le noyau, et leur interaction sera donc différente à la fois de l'interaction entre deux nucléons libres et de celle de deux nucléons liés dans le noyau.

Dans le premier cas, on a pu définir phénoménologiquement plusieurs types d'interaction réalistes (Hamada-Johnston, Reid...) à partir des données expérimentales pn et pp ; dans le deuxième cas, il faut tenir compte de la présence des autres nucléons, qui modifie considérablement l'interaction (notamment à cause du principe de Pauli), et celle-ci sera donc fonction de la densité nucléaire ; l'interaction effective correspondante peut être calculée dans la matière nucléaire infinie, et adaptée au cas du noyau en supposant que les deux nucléons interagissent comme dans une matière nucléaire infinie dont la densité serait la densité à la position moyenne des deux nucléons, ce qui constitue l'approximation de densité locale. On peut aussi construire dans le noyau une interaction purement phénoménologique, telle celle de Skyrme [72] en lui imposant de reproduire les caractéristiques du noyau (rayons, énergies de liaison..).

Ces deux cas peuvent être considérés comme des cas limites pour les cas de la diffusion. C'est ainsi qu'à haute énergie, les calculs de KMT [27] basés sur l'approximation d'impulsion, utilisent une matrice T libre déterminée à partir des données N-N ; à l'autre extrémité de l'échelle des énergies on peut penser que le fait que l'énergie d'une des particules soit positive ne modifie pas fondamentalement le phénomène par rapport aux cas de deux particules liées, et c'est pourquoi, alors que les premiers calculs optiques microscopiques (en particulier ceux de Greenlees [49]) ont utilisé des interactions N-N libres, les suivants [43, 44, 51, 53, 73, 74] ont surtout utilisé des interactions déjà utilisées dans les calculs de modèle en couches ou ajus-

tées sur les états Hartree-Fock, sans que l'un ou l'autre de ces choix puisse être considéré comme très satisfaisant [75].

Il est à noter d'autre part que, à basse énergie, la partie imaginaire de l'interaction est très mal connue : toutes les interactions dont il a été question jusqu'ici sont réelles, et les calculs optiques microscopiques du type de ceux présentés ici ont presque toujours utilisé des potentiels imaginaires phénoménologiques.

En tout état de cause, l'interaction effective dans les problèmes de diffusion reste assez mal connue, et si les tentatives les plus élaborées de calcul microscopique de cette interaction sont très fructueuses [75-77], il est difficilement envisageable d'y recourir de façon systématique, les résultats n'étant pas très aisément manipulables. Il sera donc intéressant de définir une interaction effective "raisonnable" sous une forme paramétrisée assez simple pour permettre une analyse systématique des résultats expérimentaux de diffusion. Par raisonnable, on entendra que cette interaction doit satisfaire les caractéristiques générales bien connues, au moins qualitativement, de l'interaction effective N-N ; dépendance par rapport à la densité et à l'énergie, importance relative des différents termes, etc...

Pour la partie réelle, on dispose de nombreuses interactions effectives (Kuo-Brown, Kallio-Kollweit) entre nucléons liés qui peuvent constituer des points de départ satisfaisants pour la construction de l'interaction effective N libre-N lié.

Ces interactions étant réelles ne peuvent rendre compte de l'absorption du faisceau incident, c'est-à-dire du fait qu'une partie du flux incident s'échappe de la voie élastique en faveur des autres voies de réaction. Il faut donc introduire une partie imaginaire dont le calcul exact, exigeant la connaissance de toutes les voies, est très complexe [30-75] et irréalisable dans le cadre d'analyse systématique que nous nous sommes fixé. Nous devrons donc utiliser dans ce cas une approche complètement différente.

III.2.1. Partie réelle de l'interaction effective

L'interaction M3Y

Puisque nous déterminerons essentiellement l'interaction effective par

ajustement sur des données expérimentales, il sera commode d'utiliser comme point de départ une interaction dérivée d'une interaction réaliste mais déjà calculée sous forme paramétrisée. Un des objectifs de ce travail étant de relier les calculs microscopiques de diffusion élastique et inélastique, nous avons trouvé intéressant d'adopter une des interactions dites M3Y dérivées par Borysowicz, Bertsch et McManus [78]. Cette interaction, valable dans les zones de faible densité, a été largement utilisée dans les calculs de diffusion inélastique. Chaque terme de l'interaction s'y présente comme une somme de trois termes de Yukawa, donnant naissance à une forme semi-séparable des multipôles $(f(r_>)g(r_<)$ dans l'espace de configuration, ce qui est particulièrement utile pour l'évaluation des termes d'échange dans le cas d'un calcul non local. Pour faciliter les calculs, nous utiliserons pour chaque terme une forme paramétrisée comme somme de deux termes de Yukawa seulement, l'un attractif, l'autre répulsif et de plus courte portée :

$$V(r) = v_i \sum_{i=1}^{2} \frac{e^{-r/\mu_i}}{r/\mu_i} \quad \text{avec} \quad r = \vec{r}_0 - \vec{r}_1 \ . \qquad \text{(III.12)}$$

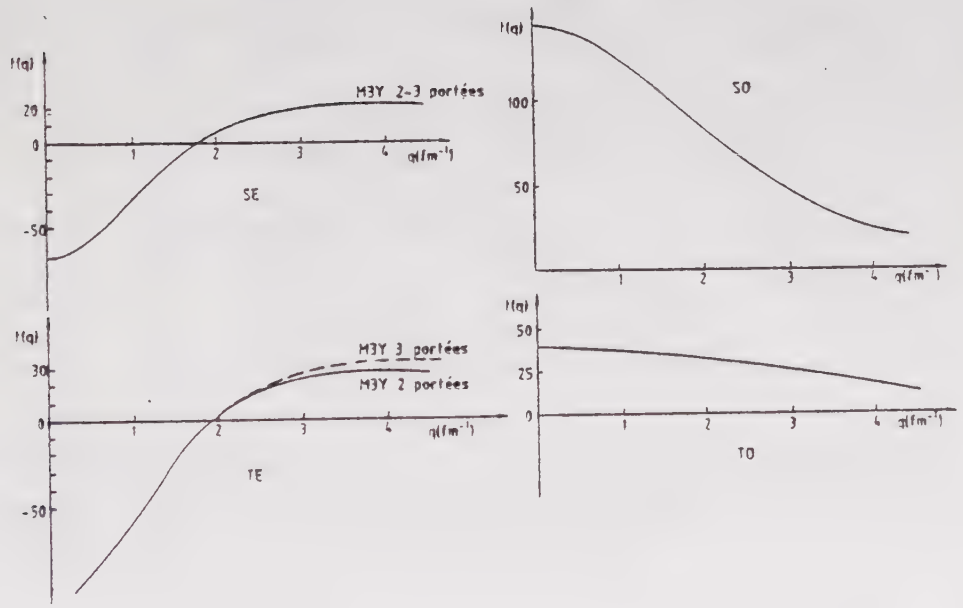


Fig. III.1. Les quatre composantes de l'interaction de départ (M3Y). On notera l'excellent accord entre les deux paramétrisations (sous forme de somme de 2 ou 3 termes de Yukawa) dans la région de moments considérés ($q \leqslant 2$ fm)

L'excellente qualité de l'ajustement dans la zone de moments qui nous intéresse ($q < 2$ fm) (fig. III.1) rend parfaitement légitime cette simplification.

Les paramètres correspondants sont donnés dans le tableau (III.1). Pour le terme L.S., nous n'avons indiqué que les composantes impaires car, compte tenu de la faible portée de l'interaction et de l'effet des opérateurs d'échange, les composantes paires s'annulent quasi-totalement.

Tableau III.1

$$V(r,r') = V_1 \frac{e^{-s/\mu_1}}{s/\mu_1} + V_2 \frac{e^{-s/\mu_2}}{s/\mu_2} \qquad s = |\vec{r} - \vec{r}'|$$

	$\mu_1 = 0.3$	$\mu_2 = 0.5$
TE	8732	- 2707
TO	5748	- 1782
SE	1921	- 595,5
SO	2619	- 812
LS TE	- 412,5	- 0,045
LS SO	- 1484,7	41,6

Paramétrisation des différents termes de l'interaction de départ sous forme de deux Yukawas. Les indices S,T,E,O, correspondent respectivement aux états singlet, triplet pair ou impair.

La forme de l'interaction dans l'espace des moments se déduit de (III.12) par transformation de Fourier :

$$\tilde{v}(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\vec{q}\vec{r}} v(\vec{r})\, dr \qquad \text{(III.13)}$$

En utilisant le développement multipolaire de l'onde plane et les relations d'orthonormalisation des polynômes de Legendre, on en déduit les composantes radiales des différents termes.

Pour le terme central, on obtient directement :

$$t(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_o^\infty v(r)\ j_o(qr)\ r^2 dr \qquad \text{(III.14)}$$

soit dans le cas de potentiels de Yukawa :

$$t(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{i=1} \frac{V\mu_i^3}{1+\mu_i^2 q^2} \cdot \qquad \text{(III.15)}$$

La figure (III.1) montre la forme de cette interaction. On retrouve une caractéristique des interactions effectives locales à savoir la présence d'une force répulsive à courte portée, et d'une force attractive à longue portée se traduisant dans l'espace des moments par un changement de signe aux environs de $q = 2\ fm^{-1}$. Les calculs dans cette zone devraient donc être menés avec précaution mais, à nos énergies, la zone utile se situe beaucoup plus bas ($\simeq 1$ fm).

Pour le terme spin-orbite, l'expression (III.13) devient :

$$t_{LS}(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \frac{3r}{q} j_1(qr)\ V_{LS}(r)\ r^2 dr \qquad \text{(III.16)}$$

soit dans le cas de potentiels de Yukawa :

$$t_{LS}(q) = \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=1}^{2} \frac{V\mu_i^5}{(1+\mu_i^2 q^2)^2} \cdot \qquad \text{(III.17)}$$

Ce sont ces expressions (III.15) et (III.17) qui, dans le terme d'échange, seront remplacées, pour le terme central par une expression quadratique, pour le terme LS par une constante.

L'influence de la densité

La forme de l'interaction M3Y définie ci-dessus ne rend pas compte d'une caractéristique fondamentale des interactions effectives, à savoir leur variation avec la densité. Bethe [79], le premier, a suggéré une dépendance en

$\rho^{2/3}$, que confirme par exemple la variation des éléments de matrice de Kuo-Brown en fonction de k_F^2 (moment de Fermi local) [80,74].

L'interaction de Green [81] utilise avec succès [89] ce type de dépendance sous la forme

$$v_{st}(x) = C_{st}(1 - a_{st}\,\rho_m^{2/3})v_{st}^{KK}(x) \qquad \text{(III.18)}$$

où s et t se rapportent aux termes singlet-pair et triplet-pair de l'interaction, et où v_{st}^{KK} représentent l'interaction de Kallio-Kollweit.

Myers [82] a d'autre part montré l'intérêt d'une interaction de cette forme ($v(r) = v_o(r)(1-c\rho_m^{2/3})$ lors du calcul des caractéristiques géométriques du potentiel optique : en effet, le facteur correctif $(1-c\rho_m^{2/3})$ a un effet important, en particulier sur le rayon quadratique moyen; tandis que le rayon du potentiel calculé avec une interaction $v_o(r)$ indépendante de la densité est plus court que celui des potentiels habituels, la même interaction, corrigée du facteur $(1-c\rho_m^{2/3})$, conduit à un potentiel sensiblement plus proche des résultats phénoménologiques.

Pour une interaction de portée nulle, la densité de matière à utiliser dans ce terme est évidemment la densité au point d'interaction. Le choix est moins clair dans le cas d'une interaction de portée finie ; on peut alors envisager différentes approximations, en particulier :

$$\rho \simeq \begin{cases} \rho\left[\frac{1}{2}(r_o + r_1)\right] \\ \frac{1}{2}\left[\rho(r_o) + \rho(r_1)\right] \\ \left[\rho(r_o)\rho(r_1)\right]^{1/2} \end{cases} . \qquad \text{(III.19)}$$

Les forces nucléaires étant à courte portée, on peut penser que les valeurs correspondantes sont assez proches. Cette hypothèse étant vérifiée par des comparaisons systématiques [83,84], le choix de l'une ou l'autre de ces formes pourra être basé sur des critères pratiques - à savoir la simplicité du calcul.

Nous introduirons ici la variation avec la densité sous la forme $(1-c\rho_m^{2/3})$ où ρ_m est calculée à partir de la 3ème approximation facilement utilisable dans

nos calculs ; la correction de saturation s'écrit donc :

$$1 - c\rho(r_o)^{1/3}\rho(r_1)^{1/3}$$

La valeur de départ des coefficients c, considérés comme paramètres du calcul, a été déterminée par comparaison des potentiels microscopiques ainsi obtenus avec les potentiels phénoménologiques ; plus précisément, c a été fixé de façon que les rayons des potentiels microscopiques soient proches des rayons phénoménologiques. Ce faisant, on obtient pour c des valeurs proches de celles proposées par Green (dépendance forte).

Chacune des composantes de l'interaction sera donc de la forme

$$v^{(2S+1),\pi}(s) = \sum_{i=1}^{2} v_i^{(2S+1),\pi} \frac{e^{-s/\mu_i}}{s/\mu_i} \left(1 - c^{(2S+1),\pi} \rho_m^{2/3}\right). \qquad \text{(III.20)}$$

En fait, puisque le projectile se trouve dans le noyau en présence de deux populations, que distingue leur spin isotopique, il sera intéressant de séparer aussi l'interaction suivant le type de nucléon cible, et l'on utilisera donc dans la suite la décomposition:

$$\begin{aligned} v_{pp} &= \frac{1}{4}\left(v_1^+ + 3\, v_3^-\right) \\ v_{pn} &= \frac{1}{8}\left(v_1^+ + 3\, v_3^+\right) + \frac{1}{8}\left(v_1^- + 3\, v_3^-\right) \end{aligned} \qquad \text{(III.21)}$$

où les indices + et −, 1 et 3, se rapportent respectivement aux composantes paire-impaire, et singlet-triplet de l'interaction.

Les composantes impaires

Dans ces expressions apparaissent les composantes impaires de l'interaction, v_3^+ et v_3^-, composantes qui sont souvent négligées dans les calculs, du fait de leur faible importance. En effet, si d'après le tableau I et la fig.III-1, leur importance dans le terme direct est comparable à celle des termes pairs, nous verrons plus loin que, pour les termes impairs, les contributions des termes direct et d'échange se compensent jusqu'à s'annuler complètement pour des forces à portée nulle. Dans le cas des portées considérées ici, cet effet est suffisant pour réduire la contribution des termes impairs à une correction faible par rapport à celle des termes pairs.

En effet, on peut évaluer les contributions des différents termes de la force, dans une région donnée du noyau, en calculant pour chaque terme la quantité

$$T = \sum_i V_i \mu_i^3 \left(1 + \frac{1}{1+\mu_i^2 Q^2}\right) \qquad \text{(III.22)}$$

où Q représente le moment moyen transféré dans le processus d'échange, soit $Q^2 = k_o^2 + k_1^2$. Le premier terme correspond à la contribution directe, le deuxième à la contribution de l'échange.

A 22 MeV, les résultats obtenus pour $k_1 = 1\ fm^{-1}$, soit dans la région de la surface, sont présentés dans le tableau III.2. Dans la région centrale, les termes impairs sont relativement plus importants, mais restent faibles par rapport aux termes pairs.

Tableau III-2

	v_3^+	v_1^+	v_3^-	v_1^-
direct	- 102	- 68	78	204
direct + échange	- 128	- 83	- 4	42

On voit que le terme triplet impair pourra être omis tandis que le singlet impair pourra jouer un rôle faible mais pas forcément négligeable, dans la diffusion (fig. III.2).

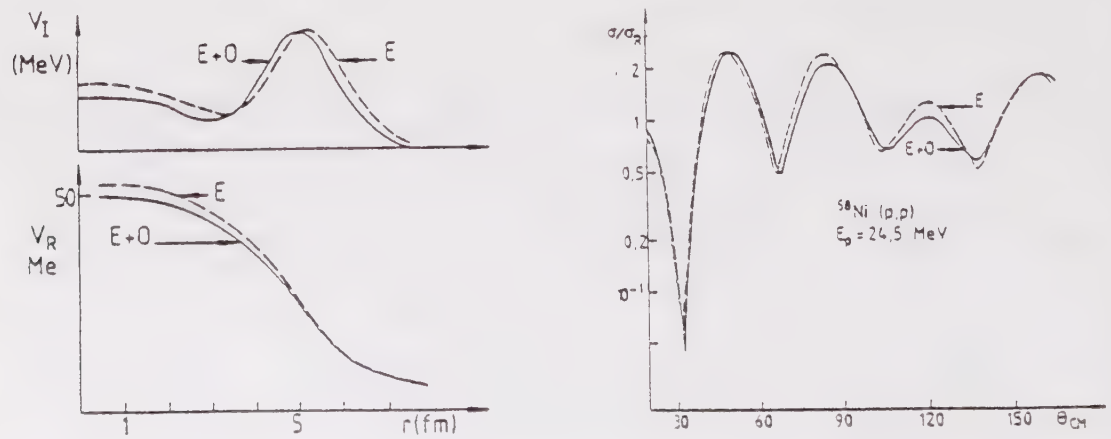


Fig. III.2. Influence des termes impairs de l'interaction sur les potentiels et sur les observables.

III.2.2. Approximation de l'interaction effective utilisée dans le terme d'échange.

III.2.2.1. Le terme d'échange de l'interaction effective. Nous avons vu au chapitre II que le terme d'échange de l'interaction effective pouvait s'écrire :

$$t_E(r) = -P_r P_\sigma P_\tau t_D(r) \qquad \text{(III.23)}$$

où $t_D(r)$ représente l'interaction dans le terme direct, P_σ et P_τ les échanges de spin et d'isospin

$$P_\sigma = \frac{1+\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2}{2} \qquad P_\tau = \frac{1+\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2}{2}$$

et $P_{\vec{r}}$ l'échange d'espace, au cours duquel s'échangent les coordonnées spatiales des nucléons. Pour les termes pairs (v_1^+ et v_3^+), on vérifie aisément que $-P_\sigma P_\tau = +1$, alors que $-P_\sigma P_\tau = -1$ pour les termes impairs.

La force nucléon-nucléon étant à courte portée, l'opérateur $P_{\vec{r}}$ ne modifiera pas considérablement l'intéraction ; en particulier, pour une interaction centrale de portée nulle, $P_{\vec{r}} = 1$ et

$$\begin{aligned} v_E &= v_D \text{ pour les termes pairs,} \\ v_E &= -v_D \text{ pour les termes impairs.} \end{aligned} \qquad \text{(III.24)}$$

On voit donc que dans le cas d'une interaction de portée nulle et ne contenant que des termes pairs, l'interaction effective est la même pour les termes direct et d'échange.

De même, on vérifie immédiatement, en écrivant l'élément de matrice de l'interaction LS à 2 corps en représentation k, que

$$\begin{aligned} v_E &= v_D \text{ pour les termes impairs,} \\ v_E &= -v_D \text{ pour les termes pairs .} \end{aligned} \qquad \text{(III.25)}$$

Pour une interaction de portée finie, il n'en est plus de même et nous allons examiner l'effet de l'opérateur $P_{\vec{r}}$ dans l'espace des impulsions. Si $\vec{K}$, $\vec{k}$, q et $\vec{Q}$ représentent respectivement les moments total, relatif, transféré et la somme des moments relatifs ($Q = \vec{k} + \vec{k}'$), l'échange d'espace leur fait correspondre les moments

$$\begin{aligned} \vec{K}_E &= \vec{K} \\ \vec{k}_E &= -\vec{k} \\ \vec{q}_E &= \vec{Q} \\ \vec{Q}_E &= \vec{q} \end{aligned} \qquad \text{(III.26)}$$

Cette transformation a deux conséquences :

- d'une part, l'interaction qui, dans le terme direct, correspondait à un transfert de moment q, provoque ici un transfert Q ; son intensité $t(Q)$ sera donc différente de celle ($t(q)$) du terme direct ; dans la majeure partie des cas, la diffusion se produisant surtout à l'avant, $\vec{q}$ reste petit alors que $\vec{Q}$ est important ; dans ce cas, l'interaction $t(q)$ dans le terme direct sera beaucoup plus importante que celle qui agit dans le terme d'échange (cf. fig. III.1). Ce n'est qu'à l'arrière que le terme d'échange pourra devenir important.

- d'autre part, comme il a été vu au Chapitre II, le potentiel correspondant est non local. D'où l'utilisation, dans le terme d'échange, d'une forme approchée de l'interaction qui permette de se ramener à un problème local.

3.2.2.2. L'approximation du terme central. Différents choix ont été proposés dans la littérature pour cette approximation [43,44,51,74, 90]; ils reposent en général sur la méthode proposée par Perey et Saxon [85] et qui consiste à développer l'interaction exprimée dans l'espace des moments en puissance de q^2 (puisque dans l'espace de configuration l'interaction ne dépend que de la distance des deux particules, dans l'espace de moments $t(q)$ ne dépend que du module de q et peut s'exprimer en fonction de q^2).

Ce développement pourra être effectué, soit autour de $q = 0$, et l'on retrouve alors "l'approximation de masse effective" [86], soit autour d'un moment q_o considéré comme un paramètre du calcul :

$$t(q) = t(q_o^2)\left(1 + \frac{\partial t}{\partial q^2}\,(q_o^2 - q^2) + \ldots\right).$$

Si ce q_o est judicieusement choisi - pour chaque valeur de r - on pourra minimiser ou même annuler le 2ème terme du développement et l'interaction dans l'échange se réduit alors à l'interaction de portée nulle $t(q_o^2)\delta(r)$. Cette

deuxième forme est celle qui a été généralement employée dans les premiers calculs de potentiel optique microscopique en tenant compte de l'échange [43, 44, 51]. Comme l'indique Petrovich [87], cette approximation ne peut cependant être considérée comme très précise au-dessous de 60 MeV.

Nous avons préféré utiliser, comme dans l'approximation de masse effective, un développement autour de q = 0, c'est-à-dire de la forme : $t(q) = a - bq^2$, mais en ajustant les paramètres a et b de façon à optimiser l'approximation dans la zone de moments concernée. Plus précisément en chaque point du noyau, on évaluera Q en fonction du moment des deux particules :

$$Q = \sqrt{k_0^2 + k_1'^2 + 2k_0 k_1' \cos\theta} \qquad \text{(III.27)}$$

L'angle θ pouvant être quelconque, ceci définit une région dans laquelle l'approximation devra être optimisée.

Cet ajustement de l'approximation peut être réalisé par une recherche en moindres carrés : dans le cas d'une force de Yukawa, cette procédure se simplifie considérablement et on obtient analytiquement (voir annexe 3) les paramètres a et b à partir desquels on calculera le terme d'échange du potentiel, suivant (II.2.16).

Une telle approximation n'est évidemment raisonnable que pour des énergies relativement basses ($q < 3$ fm^{-1} environ) (fig. A-1). On peut remarquer que cette même approximation utilisée pour le terme direct donnerait naissance au "potentiel Laplacien" souvent utilisé dans la diffusion π-noyau tandis que son utilisation dans le terme d'échange conduit à un résultat proche de celui de Kisslinger, en particulier à une masse effective de la même forme.

Pour tester sa validité, nous avons d'abord, pour une série de corps et d'énergie, résolu exactement l'équation de Schroedinger non locale (calculs dits FNL dans la suite).

Nous avons utilisé pour cela une densité dite "droplet" et une interaction M3Y affectée d'un poids P = 0,87 pour le terme central. Ce facteur s'est avéré nécessaire pour obtenir un certain accord avec les données expérimentales dans les calculs utilisant une interaction indépendante de la densité. Le terme représentant la dépendance en densité, sans intérêt pour ce type de test, n'a pas été introduit ici. Le terme imaginaire utilisé est celui de potentiels phénoménologiques ajustés par ailleurs. On obtient ainsi une

série de résultats FNL auxquels on devra comparer les résultats obtenus en utilisant l'approximation.

La figure (III.3) montre le type d'accord obtenu sur les sections efficaces, d'une part avec l'approximation de portée nulle t(q)=a, (ECH1), d'autre part avec l'approximation quadratique en moments $t(q) = a-bq^2$ (ECH2).

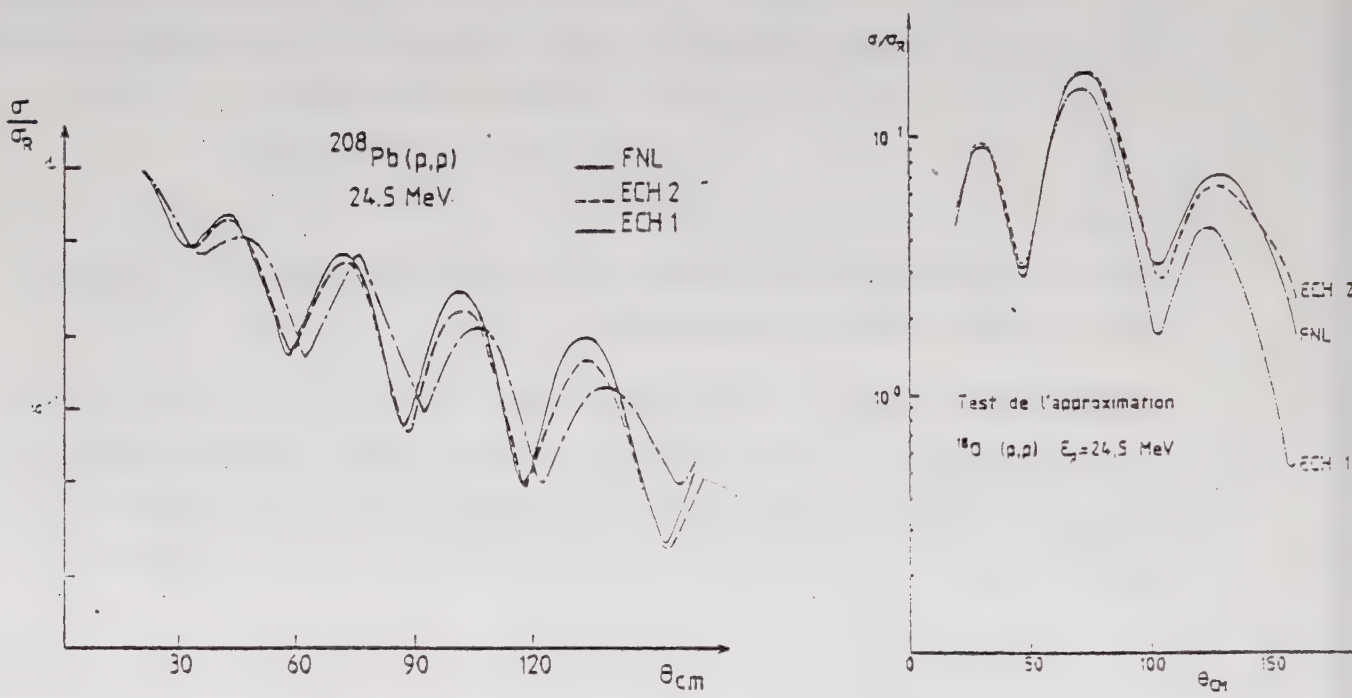


Fig. III.3. Comparaison des sections efficaces calculées dans les deux types d'approximation (ECH1 et ECH2) avec les résultats d'un calcul non local exact.

On voit que l'approximation quadratique ("ECH2") conduit à des accords très satisfaisants avec les résultats du calcul non local, et représente une amélioration notable par rapport à l'approximation de portée nulle ("ECH1"), en particulier à l'arrière. Si l'on compare les potentiels optiques obtenus dans les deux cas, on constate que les termes supplémentaires introduits par l'approximation quadratique mofidient légèrement la forme du potentiel optique, mais que la différence essentielle provient de l'effet de la masse effective, encore très sensible dans la région de la surface ; les potentiels LS et imaginaires s'en trouvent notablement modifiés (fig. III.4). On peut noter que cette masse effective (fig. III.5) est proche de celle définie par Dover et Giai [53] à partir d'une force de Skyrme, et en bon accord avec les valeurs généralement utilisées dans les calculs de matière nucléaire.

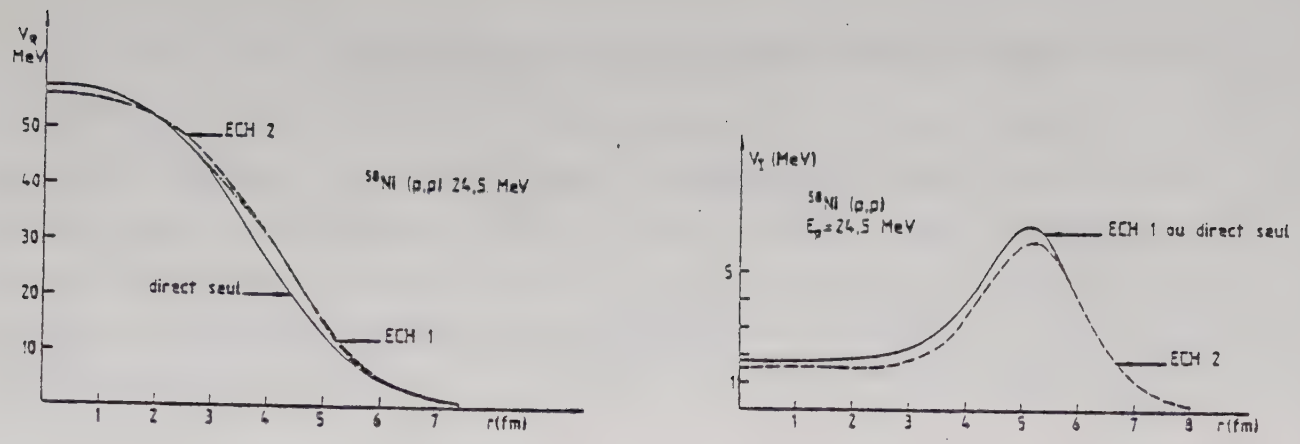


Fig. III.4. Effet de l'échange (sous les formes approchées ECH1 et ECH2) sur les potentiels optiques.

Il est à remarquer également que, quelle que soit l'approximation utilisée, l'introduction de l'échange augmente sensiblement le rayon quadratique moyen de la partie réelle, le ramenant à des valeurs proches de celles définies phénoménologiquement.

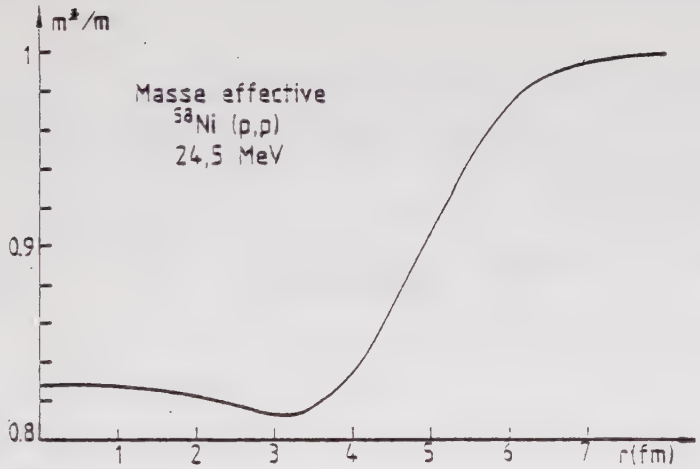


Fig. III.5. Masse effective obtenue dans le cadre de l'approximation (ECH 2) utilisée dans ces calculs.

III.2.2.3. L'approximation du terme LS. Nous avons vu que, dans l'espace des moments, le terme LS de l'interaction s'écrit :

$$t_{LS}(q) = \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{\pi^2} \frac{V_{LS}\, \mu_i^5}{(1+\mu_i^2 q^2)^2} \,. \qquad \text{(III.28)}$$

Du fait de la courte portée de l'interaction LS, une approximation raisonnable consiste à remplacer $t_{LS}(q)$ par une constante a, ce qui correspond à une force $a_{LS}\delta''(|r-r'|)$ dans l'espace de configuration.

III.2.3. Partie imaginaire de l'interaction effective.

Cette partie de l'interaction est beaucoup moins bien connue que la partie réelle. On dispose cependant à son sujet d'une information donnée par le théorème optique : celui-ci relie la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion M(q) à l'avant à la section efficace moyenne totale $\langle\sigma\rangle$, laquelle, on l'a vu (III.1.4.), peut être évaluée dans un modèle de Thomas Fermi, à partir de la section efficace N-N et du moment k de la particule incidente dans le noyau :

$$\text{Im } M(o) = \frac{k}{4\pi}\langle\sigma\rangle. \qquad \text{(III.29)}$$

avec

$$M(q) = -\frac{2\pi^2 m}{\hbar^2}\, t(q).$$

Si l'on considère la forme générale du potentiel optique V_o établie au chapitre II, et qui peut s'écrire ici :

$$V_{opt} = V(r) + V_I(r) = \frac{\hbar^2}{2\pi^2 m}\int d^3q M(q)F(q)e^{i\vec{q}\vec{r}} \qquad \text{(III.30)}$$

et que l'on suppose que la partie imaginaire du potentiel optique provient entièrement de l'amplitude de diffusion N-N à l'avant (approximation de diffusion à l'avant), il vient [88]

$$V_I(r) = -\frac{4\pi\hbar^2}{m}\,\text{Im}\left[\bar{M}(0)\right]\rho(r) \qquad \text{(III.31)}$$

soit :

$$V_I(r) = -\frac{1}{2}\hbar\, v_o\langle\sigma\rangle\rho(r). \qquad \text{(III.32)}$$

On retrouve ainsi les expressions obtenues dans une approche "semi-classique" utilisant l'approximation de Thomas Fermi [40, 70, 71] et qui ont été utilisées dans les premiers calculs microscopiques de diffusion [49].

Toutefois, il faut noter que ce traitement suppose que l'interaction est à portée nulle. Cette hypothèse est partiellement justifiée, comme on peut le voir d'après (III.30), par le fait que, surtout pour les noyaux lourds, le facteur de forme nucléaire F(q) est fortement piqué à l'origine et décroît rapidement avec q. Seule la région proche de q = 0 aura donc une influence importante. Il paraît cependant plus réaliste de considérer que le théorème optique

fournit en fait le premier terme du développement de la partie imaginaire de l'amplitude M(q) autour de q = 0 :

$$M(q) = M(0) + \frac{q^2}{2}\left[\frac{\partial^2 M(q)}{\partial q^2}\right]_{q=0} + \ldots \qquad \text{(III.33)}$$

Cette généralisation n'est utilisable que si l'on connaît la forme générale de M(q), ou si l'on évalue de façon plus ou moins empirique le coefficient du deuxième terme du développement [74].

Ici, nous avons choisi de représenter l'interaction imaginaire par une gaussienne :

$$t_i(q) = t_I(o)\ e^{-q^2\nu^2/4} \qquad \text{(III.34)}$$

où $t_I(o)$ est déterminé par le théorème optique et où il ne reste qu'un paramètre, la portée de l'interaction, qu'il conviendra d'ajuster au cours des calculs. Sinha [74] a montré que l'utilisation d'une interaction de portée finie de cette forme améliorait sensiblement la qualité des résultats.

On peut remarquer que le principe même de ce calcul implique que l'interaction ainsi définie correspond à l'ensemble des phénomènes possibles (aux excitations collectives près), puisqu'elle est calculée à partir de la section efficace N-N, $\langle\sigma\rangle$: en particulier, elle représente la somme des termes direct et d'échange, qu'il n'est pas possible de dissocier.

Une telle détermination de la partie imaginaire de l'interaction, bien que très grossière, trouve sa justification dans la capacité de cette interaction à reproduire les caractéristiques essentielles des potentiels phénoménologiques et, à travers eux, les données expérimentales de diffusion élastique.

Chapitre IV

ANALYSES MICROSCOPIQUES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

Les calculs de diffusion élastique comportent essentiellement deux parties : l'une concerne la détermination du potentiel optique, l'autre la résolution de l'équation de Schroedinger. Il s'en ajoute éventuellement une troisième, qui consiste en une recherche automatique sur les différents paramètres du modèle.

Dans une analyse microscopique, les deux dernières étapes sont tout à fait comparables à ce qui se fait dans les analyses purement phénoménologiques. Le calcul du potentiel optique constitue par contre une étape beaucoup plus longue . Nous avons déjà vu au Chapitre II qu'elle peut être envisagée de deux façons : soit par le calcul exact du terme non local, en procédant par intégration numérique et itération à partir de la fonction d'onde obtenue en négligeant le terme non-local (ce sont les calculs FNL utilisés comme références, en particulier dans les tests de l'approximation au Chapitre III, et dont le détail est donné en annexe), soit par la détermination d'un potentiel local équivalent tel que celui défini par (II.22).

C'est cette dernière méthode que nous avons utilisée dans toutes nos analyses (exception faite des calculs FNL de test déjà cités), et que nous allons décrire plus précisément dans ce chapitre, avant de présenter quelques caractéristiques du programme ELISE avec lequel ont été effectués les calculs.

IV.1. DIFFUSION POTENTIELLE D'UN NUCLEON

Dans le cas où le projectile est un nucléon, la description présentée au chapitre II doit être légèrement modifiée pour tenir compte de son spin qui va donner naissance à un terme spin-orbite, et éventuellement de sa charge, responsable du potentiel coulombien.

IV.1.1. Potentiel coulombien.

Si le projectile est un proton, le potentiel coulombien $V_c(r)$ du noyau cible se superpose au potentiel optique. De même que le terme nucléaire peut être calculé à partir de la densité de matière de la cible et de l'interaction N-N, de même on pourra calculer ce terme coulombien à partir de la densité de charge ρ_{ch} dans la cible et de l'interaction coulombienne soit :

$$V_c(r) = ZZ'.e^2 \int \rho_{ch}(r) \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}' . \qquad (IV.1)$$

Notons que la répulsion coulombienne intervient de deux façons pour modifier la diffusion : d'une part, elle crée le potentiel coulombien qui s'ajoute au potentiel nucléaire, d'autre part celui-ci est lui-même légèrement modifié, puisque l'énergie de la particule incidente (et donc la valeur de l'interaction entre les deux nucléons) est modifiée. Ce décalage en énergie, différent en chaque point du noyau, devrait donc être calculé à chaque pas, et la valeur de l'interaction adaptée en conséquence. Cependant, une méthode beaucoup plus simple et suffisamment précise consiste à introduire cet effet sous la forme d'un décalage global ΔE_c de l'énergie E_i de la particule incidente ; ce décalage peut être évalué à partir de l'énergie coulombienne d'une sphère uniformément chargée de rayon $R_o A^{1/3}$ avec $R_o = 1.25$ fm [91, 92]. Toutefois, cette approximation est assez grossière pour que l'on puisse lui préférer une détermination expérimentale, par comparaison des données de diffusion de protons et de neutrons sur les mêmes noyaux.

On considère donc que l'énergie de la particule incidente est donnée par :

$$E_i' = E_i - \Delta_c \qquad (IV.2)$$

avec

$$\Delta_c = \gamma \frac{zz'e^2}{R_o A^{1/3}}$$

où γ est un paramètre à déterminer au cours du calcul

IV.1.2. Terme spin orbite

Dans le cas de particules dotées d'un spin, le terme spin-orbite de l'interaction N-N donne naissance dans la partie directe du potentiel optique à un terme spin-orbite de la forme [93].

$$V_{LS} = G(r)\vec{L}.\vec{\sigma} . \qquad (IV.3)$$

L et σ représentent le moment angulaire et la matrice de Pauli du projectile et G(r) s'exprime en fonction de la densité de matière et du terme LS de l'interaction N-N

$$G(r) = -\int \rho(r')t_{LS}(\vec{r}-\vec{r}')\ (\frac{\vec{r}.\vec{r}'}{r^2} - 1)d^3\vec{r}' . \qquad (IV.4)$$

Le calcul de G(r) peut être effectué simplement à partir des composantes monopolaire et dipolaire de t_{LS} (cf. paragraphe suivant). Dans le cas d'un projectile de spin 1/2 (seul cas considéré ici), le spin du projectile peut se coupler de deux façons au moment angulaire orbital L,ce qui conduit à deux valeurs du moment angulaire total J : $L \pm \frac{1}{2}$, auxquelles correspondent deux valeurs propres de $\vec{L}.\vec{\sigma}$: L et -(L+1).

L'équation de Schroedinger (II.2.2) se traduit pour chaque valeur de L par un système de deux équations correspondant à ces deux valeurs propres possibles :

$$\frac{d^2\psi_L^+(r)}{d^2r^2} + \left[E^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \bar{V}_D(r) - \bar{V}_c(r) - L\,\bar{V}_{LS}(r)\right]\psi_L^+(r) - \int_o^\infty k_r(r,r')\psi_L^+(r')dr' = 0$$

$$\frac{d^2\psi_L^-(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \bar{V}_D(r) - \bar{V}_c(r) + (L+1)\,\bar{V}_{LS}(r)\right]\psi_L^-(r) - \int_o^\infty k_r(r,r')\psi_L^-(r')dr' = 0$$

(IV.5)

et chacune de ces équations peut être traitée comme au chapitre II, à ceci près que le terme d'échange comportera lui aussi un terme provenant de l'interaction spin orbite.

Il nous faut donc calculer maintenant les différents termes du potentiel optique local équivalent.

IV.2. CALCUL DU POTENTIEL OPTIQUE EQUIVALENT.

Du point de vue du calcul,les différents termes de ce potentiel peuvent être classés en trois types traités de façons différentes:

. les termes directs réels : central, LS et coulombien , que l'on obtient par convolution avec la densité de charge ou de particule correspondante.

. les termes d'échange réels : il s'agit essentiellement de déterminer l'appro-

ximation suivant les méthodes du chapitre III. Le potentiel correspondant s'en déduit immédiatement.

. les termes imaginaires que l'on construit à partir des sections efficaces de réaction dans le noyau.

IV.2.1. Partie réelle.

a) Terme central.

Si nous séparons protons et neutrons et notons $\rho_p(r)$ et $\rho_n(r)$ les densités correspondantes, et si i représente le nucléon incident, la partie directe du potentiel central s'écrit :

$$V_D(r) = \int \rho_p(\vec{r}_1) v_{pi}^D(|\vec{r}_o - \vec{r}_1|) d\vec{r}_1 + \int \rho_n(r_1) v_{ni}^D(|\vec{r}_o - \vec{r}_1|) dr_1 \qquad (IV.6)$$

où v_{pi}^D et v_{ni}^D représentent les parties directes des interactions proton-proton (ou neutron-neutron) et proton-neutron.

. On peut remarquer qu'en regroupant différemment les termes de (IV.6.)

$$V_D(r) = \int \left\{ (\rho_p(r_1)+\rho_n(r_1)) \frac{1}{2} \left(v_{pi}^D(r) + r_{ni}^D(r) \right) \right\} d\vec{r}_1 + \int \left\{ \rho_p(r_1) - \rho_n(r_1) \right\} \frac{1}{2} \left(v_{pi}^D(r) - v_{ni}^D(r) \right) d\vec{r}_1$$

$$= \int \rho_m(r_1) v_o(r) d\vec{r}_1 + \int \Delta\rho_{np}(r_1) v_\tau(r) d\vec{r} \qquad (IV.7)$$

on voit apparaître, comme dans les potentiels phénoménologiques, un terme indépendant de l'isospin qui, fonction de la densité de matière et de la composante isoscalaire de l'interaction, apporte la contribution essentielle au potentiel, et un deuxième terme, dépendant de l'isospin, plus faible puisque fonction de la différence de densité entre protons et neutrons $\Delta\rho_{np}$ et de la composante isovectorielle de l'interaction.

Le calcul (IV.6) peut se mener de deux façons :

1) Si l'on peut calculer analytiquement le facteur de forme nucléaire F(q) (ce qui correspond au cas des différentes formes de densité couramment utilisées) et l'interaction w(q) dans l'espace des moments, la méthode la plus rapide consistera à en déduire V(r) par transformation de Fourier du produit F(q).w(q).

Les calculs sont alors tout à fait comparables aux calculs du type KMT au premier ordre, habituellement utilisés aux énergies intermédiaires.

Toutefois cette méthode ne permet pas d'utiliser une interaction fonction de la densité telle que nous l'avons définie au Chapitre III.

2) Dans le cas général (en particulier dans le cas où nous utiliserons une interaction effective dépendant de la densité), on pourra développer l'interaction en multipôles :

$$v^d(r) = \sum_\lambda (2\lambda+1)\ v_\lambda(r_o,r_1)\ P_\lambda(u) \qquad \text{(IV.8)}$$

et l'on devra calculer

$$V_D(r) = \sum_{\tau=p,n} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \int_o^\infty \rho_\tau(r_1) v_\lambda\ (r,r_1) r_1^{\,2} dr_1\ 2\pi \int_{-1}^{+1} \rho_\lambda(u)du \qquad \text{(IV.9)}$$

soit, avec $P_o(u) = 1$

$$\int_{-1}^{+1} P_\lambda(i)P_\mu(u)du = \frac{2}{2\ell+1}\ \delta_{\lambda\mu} \qquad \text{(IV.10)}$$

$$V_D(r) = \sum_{\tau=p,n} 4\pi \int_o^\infty \rho_\tau(r') v_o\ (r,r') r'^2 dr'$$

où n'intervient plus que la composante monopolaire v_o de l'interaction

Nous avons vu au Chapitre III que la saturation des forces nucléaires peut être exprimée par un facteur de la forme $(1-c\rho^{2/3})$. Dans ce cas, le calcul de $V_D(r)$ se décompose en deux parties:

. le premier terme se calcule exactement suivant la procédure qui vient d'être définie, et on obtient le résultat (IV.10).
. le deuxième terme qui peut s'écrire, d'après (III.2.9)

$$- c\rho_m(r_o)^{1/3}\ \rho_m(r_1)^{1/3}\ v_{o\tau}(|r_o-r_1|)\ \rho_\tau(r_1) \qquad \text{(IV.11)}$$

où le coefficient c dépend de l'état des deux nucléons ; il est en particulier bien connu qu'il est beaucoup plus important dans l'état triplet que dans l'état singlet [81, 94] ce qui produit un effet de saturation plus important pour les noyaux lourds (légers), plus riches en neutron (protons), dans le cas de la diffusion de protons (neutrons).

Pour ne pas alourdir les calculs, nous avons simplifié le traitement de ce terme de la façon suivante :

Au lieu de séparer l'effet des deux types de nucléons de la cible, comme pour le premier terme, nous avons calculé un seul terme correctif de la forme (IV.11) à partir de la densité de matière $\rho_m = \rho_p + \rho_n$, et de l'interaction moyenne soit

$$v_o = \frac{Z}{A} v_{pi} + \frac{N}{A} v_{ni}. \qquad \text{(IV.12)}$$

Nous avons ensuite défini un coefficient unique de variation c avec la densité qui, appliqué à ce terme, permet de retrouver le résultat du calcul complet. Si c_1 représente le coefficient dans la voie SE, RDD le rapport entre les coefficients de dépendance en densité dans les états singlet et triplet, (RDD = c_3/c_1) et RST le rapport entre les intensités de la force dans les états pair et impair (RST = $\frac{V_1^+}{V_3^+}$), ce coefficient s'écrit :

$$c = c_1 \left(1 - \frac{3/2(1 - RDD)N}{(Z+\frac{N}{2})\ RST + \frac{3}{2} N} \right). \qquad \text{(IV.13)}$$

La valeur de départ du paramètre RDD a été fixée d'après celle donnée par Green (dépendance forte) [81].

b) Le terme spin-orbite :

Suivant ici Blin Stoyle [93] et McIntosh [95], nous écrirons le potentiel spin-orbite sous la forme :

$$V_{LS}(r) = \left[F_A(r) - F_B(r)\right] \vec{L}.\vec{6} \qquad \text{(IV.14)}$$

où

$$F_A(r) = \int \rho(r') v_{LS}(|\vec{r}-\vec{r}'|) d\vec{r}' \qquad \text{(IV.15)}$$

expression analogue à celle du terme central,

et

$$F_B(r) = \frac{1}{r^2} \int \rho(r') t_{LS}(|\vec{r}-\vec{r}'|) \vec{r}.\vec{r}' d\vec{r}' \qquad \text{(IV.16)}$$

soit en développant en multipôles et en remarquant que $P_1(u) = u$

$$\left.\begin{aligned} F_A(r) &= 4\pi \int \rho(r') t_{LSO}(r,r') r'^2 dr' \\ F_B(r) &= \frac{4\pi}{r} \int_o^o \rho(r') t_{LS1}(r,r') r'^3 dr' \end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV.17)}$$

où t_{LSO} et t_{LS1} sont les composantes monopolaire et dipolaire de l'interaction $t_{LS}(r)$.

Ce calcul n'est strictement valable que pour des noyaux sphériques saturés en spin, mais peut être généralisé au cas des noyaux déformés en utilisant le développement multipolaire de la densité. Les noyaux employés dans nos calculs étant en général sphériques ou peu déformés, nous n'avons utilisé ici que les relations (IV.17).

c) Le potentiel coulombien

. Dans le cas des projectiles chargés, il s'ajoute un potentiel coulombien, que l'on considère généralement comme celui d'une sphère uniformément chargée de rayon R_c, soit :

$$\begin{cases} v_c(r) = \dfrac{ZZ'e^2}{2R_c}\left(3 - \dfrac{r^2}{R_c{}^2}\right) & \text{pour } r < R_c \\ v_c(r) = \dfrac{ZZ'e^2}{r} & r > R_c \end{cases} \qquad \text{(IV.18)}$$

Plus généralement nous avons vu que l'on peut écrire le potentiel coulombien sous la forme :

$$v_c(r) = ZZ'e^2 \int \rho_{CH}(r) \; \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \, d\vec{r}' \qquad \text{(IV.19)}$$

où ρ_{CH} représente la densité de charge

soit, en utilisant le développement multipolaire de $\dfrac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$ [96] et en particulier l'expression du multipôle 0 :

$$c_o(r, r') = \frac{1}{r} \qquad \text{(IV.20)}$$

$$V_c(r) = 4\, zz'e^2 \int_o^\infty \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r'^2 dr' + 4\pi zz'e^2 \int_r^\infty \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r' dr'$$

$$= 4zz'e^2 \frac{1}{r} \int_o^r \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r'^2 dr' + 4\pi zz'e^2 \int_r^\infty \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r' dr'$$

$$= 4zz'e^2 \left| \frac{1}{r} \int_o^r \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r'^2 dr' - \int_o^r \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r'-c}{a}\right)} r' dr' + M_1 \right|$$

(4.21)

avec

$$M_1 = \frac{c^2}{2} + \frac{\pi^2 a^2}{6} + a^2 \sum_{m=1}^{\infty} (-) \frac{e^{-m\gamma}}{m^2} \qquad \text{(IV.22)}$$

Si la partie directe du potentiel nucléaire a été calculée par transformée de Fourier, il sera plus simple de lui rajouter dans l'espace des moments le potentiel coulombien correspondant, soit :

$$W_e(q) = ZZ'e^2 F(q)/q^2 \qquad \text{(IV.23)}$$

où F(q) représente le facteur de forme du noyau.

IV.2.2. Termes d'échange.

a) Terme central

Pour le calcul des termes d'échange, nous avons adopté la même simplification que pour le terme correctif dû à la saturation des forces nucléaires, c'est-à-dire que nous avons utilisé la densité de matière et l'interaction moyenne définies par (IV.12). C'est cette interaction moyenne, éventuellement modifiée par le potentiel coulombien, qu'on utilisera sous la forme approchée. $a-bq^2$. Dans le cas d'un proton incident par exemple, ceci introduit, par rapport au calcul exact, une erreur de type

$$(t_{pp} - t_{pn}) \left(\frac{Z}{A} \rho_n - \frac{N}{A} \rho_p\right) \qquad \text{(IV.24)}$$

qui sera faible (quelques % sur le terme d'échange pour les noyaux les plus lourds) et que l'on pourra négliger.

Les paramètres a et b ayant été ajustés comme indiqué en annexe 3, le calcul du terme central d'échange s'effectue suivant la formule (IV.22).

b) Terme LS.

Nous avons vu au chapitre III que l'on pourrait remplacer l'interaction LS par une constante dans l'espace des moments.

Si l'on introduit une telle force dans la formule (IV.4), on obtient :

$$F(r) = 4\pi\alpha \frac{1}{r} \frac{d\rho(r)}{dt} . \qquad \text{(IV.25)}$$

On retrouve ainsi la forme usuelle de Thomas pour le terme LS, que nous pourrons utiliser pour le terme d'échange, le facteur α étant calculé à partir des paramètres du terme LS de l'interaction N-N.

IV.2.3. Potentiel imaginaire

La partie imaginaire de l'interaction effective est représentée ici par une gaussienne dont la profondeur $t_I(o)$ est déterminée par le théorème optique, soit :

$$t_I(q) = t_I(o)\ e^{-\nu^2 q^2/4} \qquad \text{(IV.26)}$$

On peut en déduire le potentiel optique par :

$$W(r) = \frac{\hbar^2}{2\pi^2 m}\ d^3q\ t(q)\ F(q)\ e^{i\vec{q}\vec{r}} \qquad \text{(IV.27)}$$

soit encore

$$W(r) = \frac{\hbar^2}{2\pi^2 m}\ t_I(o) \int d^3q\ e^{-\nu^2 q^2/4} F(q)\ e^{-i\vec{q}.\vec{r}}. \qquad \text{(IV.28)}$$

Si l'on pose

$$\rho_{eff} = \int d^3q\ e^{-\nu^2 q^2/4}\ F(q)\ e^{i\vec{q}\vec{r}} \qquad \text{(IV.29)}$$

et que l'on sépare les contributions des protons et des neutrons, on retrouve l'expression utilisée par différents auteurs [40, 71] dans un modèle semi-classique

$$W(r) = \frac{1}{2}\hbar\ v_i(\rho_n^{eff}\langle\sigma_{ni}\rangle + \rho_p^{eff}\langle\sigma_{Pi}\rangle) \qquad \text{(IV.30)}$$

où l'indice i représente le nucléon incident, et où v_i représente sa vitesse. Nous avons vu au chapitre III comment calculer, en chaque point du noyau, la section efficace moyenne de réaction ainsi que la vitesse du projectile.

Si l'on se donne une valeur du rms de l'interaction, qui pourra constituer un des paramètres du calcul, on peut calculer la densité effective ρ_{eff} par (IV. 29), puis le potentiel imaginaire par (IV.30).

IV.3. RESOLUTION DE L'EQUATION DE SCHROEDINGER.

Elle est effectuée suivant la méthode développée par Raynal (dite méthode de Noumerov modifiée) [97], et utilisée par exemple dans les programmes MAGALI ou DWBA 70. La fonction d'onde étant développée en ondes partielles, on obtient ainsi les déphasages, à partir desquels on peut calculer les

observables.

Les principales caractéristiques de la résolution sont :

. le nombre d'ondes partielles : aux énergies considérées ici, une quinzaine d'ondes partielles suffit quel que soit le noyau.

. le pas d'intégration : un pas d'intégration de 0,2 Fm sera ici tout à fait suffisant

. le rayon de raccordement : on le définit par $R_M = 1,25\ (M_1^{1/3} + M_2^{1/3}) + 7$ et les potentiels sont calculés généralement jusqu'à ce rayon, soit jusqu'à 11,5 fm pour ^{16}O et jusqu'à 15,5 fm pour ^{208}Pb.

Toutefois, au cours des calculs, il peut arriver que, pour les grandes valeurs de r, les paramétrisations utilisées pour les densités de charge conduisent à des valeurs négatives pour les densités de proton. Ceci produit un effet tout à fait négligeable au niveau des observables, mais peut affecter les rayons quadratiques moyens de façon faible mais cependant sensible. Dans ce cas, nous avons calculé les potentiels jusqu'au rayon où la densité devient négative et imposé ensuite à ces potentiels une décroissance exponentielle.

IV.4. QUELQUES CARACTERISTIQUES DU PROGRAMME ELISE.

IV.4.1. Paramètres du calcul

Les éléments du calcul (densité et interaction N-N) peuvent se présenter sous des formes très différentes. C'est ainsi que les densités dont on dispose sont exprimées en général sous différentes formes analytiques classiques, Fermi ou gaussienne modifiées ou non, mais que les résultats les plus récents sont souvent paramétrisés sous une forme "indépendante du modèle". Outre les formes habituelles, nous avons donc introduit la possibilité d'utiliser les densités sous forme de sommes de gaussienne [61]. De son côté, l'interaction effective, si elle se présente sous une forme analytique simple (somme de 4 termes de Yukawa au maximum) pour la partie réelle, comporte de nombreux paramètres fonction de la densité ou de l'énergie. Suivant le type de calcul que l'on effectuera (détermination de l'interaction effective, tests de densités...), on sera amené à effectuer des recherches sur des paramètres très variés. C'est pourquoi l'on distingue des paramètres physiques les paramètres sur lesquels s'effectue la recherche (au nombre de 12 au maximum) ; ils sont reliés les uns aux autres dans un sous-programme spécial grâce auquel la correspondance peut être modifiée à volonté. Cette grande souplesse dans l'utilisation des recherches automatiques permet d'étudier facilement l'effet des différents paramètres et leur comporte-

ment, par exemple en fonction de l'énergie ou de la densité.

IV.4.2. Recherches automatiques.

Le programme de recherche automatique combine les méthodes utilisées par le programme FITEX de Raynal (méthode du gradient, sans calcul exact de la dérivée du χ^2, remplacé par une évaluation de sa valeur à l'aide des points précédents) et celle de Marquardt (linéarisation) au voisinage du minimum, ce qui assure toujours la convergence et l'accélère à proximité des minimums. Il comporte d'autre part la possibilité de faire évoluer un ou plusieurs des paramètres par pas constant , les autres paramètres étant fixés à chaque pas à l'aide d'une recherche automatique (fonctionnement en GRILLE).

On pourra aussi faire des recherches simultanément sur plusieurs ensembles de données correspondant à des noyaux et, ou, des énergies différentes, ce qui permettra, par exemple de définir une variation des paramètres de l'interaction avec l'énergie sans être trop dépendant du noyau choisi, ou de mettre en évidence, pour un noyau donné, les régions d'énergie où se manifeste une anomalie par rapport au comportement "moyen" prévu par le modèle optique.

C'est dans ce type de calculs (dits MULTISETS) que l'utilisation du modèle de la gouttelette pour la densité présente des avantages évidents, tant du point de vue de la commodité des entrées que de la rapidité des calculs.

IV.4.3. Résultats.

On calcule ainsi les potentiels optiques, puis les sections efficaces et asymétries, mais il est possible d'obtenir aussi les fonctions d'onde optique correspondantes ; en effet, c'est par l'intermédiaire de celles-ci que la diffusion élastique intervient dans l'étude des autres réactions nucléaires. Il sera donc intéressant d'étudier à ce niveau les résultats des différents types de calcul (potentiel phénoménologique, potentiel non-local, potentiel local équivalent).

Tous ces types de calcul peuvent être effectués avec le même programme (ELISE) ce qui facilite les comparaisons à toutes les étapes du travail.

Le calcul microscopique le plus simple (sans recherche, pour une seule énergie et un seul corps) prend quelques dixièmes de seconde, ce qui, par rapport au calcul non local représente un gain d'un facteur 40.

Chapitre V

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Comme nous l'avons déjà remarqué, l'interaction effective N lié - N libre étant assez mal connue, la première étape de ce travail consiste à définir une interaction sous une forme simple, mais aussi réaliste que possible. Cette interaction est ensuite utilisée pour calculer le potentiel optique et les observables (section efficace et asymétrie); nous pourrons donc étudier l'effet des différents termes de l'interaction à la fois sur les potentiels - puisque c'est d'eux que découle directement la description de la diffusion élastique et que l'on pourra les comparer aux potentiels phénoménologiques - et sur les observables-puisque c'est là que peut se faire la comparaison avec l'expérience. En effet, bien que les potentiels phénoménologiques permettent de reproduire les données expérimentales de façon très satisfaisante, la rigidité de leur paramétrisation ne permet pas de considérer les comparaisons à ce niveau comme des tests tout à fait probants.

La deuxième partie de la discussion concerne l'examen de quelques autres propriétés de ce type de calcul, en particulier au niveau des fonctions d'onde optique, et des informations que l'on peut tirer sur les densités nucléaires.

V.1. INTERACTION EFFECTIVE N LIE - N LIBRE DANS LA DIFFUSION A BASSE ENERGIE.

V.1.1. Paramétrisation.

La paramétrisation de l'interaction choisie et discutée au chapitre III est du type :

$$\begin{cases} v(r) = \sum_{i=1}^{2} v_i \dfrac{e^{-r/\mu_i}}{r/\mu_i} (1-c\rho^{2/3}) \\ v_{LS}(r) = \sum_{i=1}^{2} v_{si} \dfrac{e^{-r/\mu_i}}{r/\mu_i} \\ w_I(r) = w_{IO} \, e^{-r^2/\nu^2} \end{cases} \qquad (V\text{-}1)$$

Sous cette forme, les paramètres sont au nombre quatre ou cinq pour chacune des quatre composantes de l'interaction (profondeur et portée de chaque terme, coefficient c de dépendance en densité), et de deux pour la partie imaginaire (profondeur et rms), chacun de ces paramètres devant être de plus fonction de l'énergie.

Toutefois, compte tenu à la fois de la forme sous laquelle on dispose des informations, et du parti pris de simplicité dans l'utilisation, nous avons regroupé les paramètres de façon légèrement différente, pour mettre en évidence les caractéristiques générales de la force et réduire le nombre de paramètres ajustables.

L'interaction M3Y [78] définit la valeur des différents termes réels de l'interaction aux environs de 25 MeV, pour une paramétrisation indépendante de la densité et surtout valable pour de faibles valeurs de cette dernière. On connaît par ailleurs assez bien la pente du volume de cette interaction en fonction de l'énergie, et la région où celui-ci change de signe ainsi que le rapport entre les termes pairs (SE/TE) à différentes énergies [41]. De même, on dispose des valeurs des sections efficaces de collision pp et pn à différentes énergies [100, 101].

Ces informations nous ont amenés à choisir comme paramètres de départ pour la partie réelle :

- le volume du terme triplet pair
- son rayon quadratique moyen (rms)
- le facteur c de variation avec la densité
- la valeur q_o du moment à laquelle il change de signe
- le rapport x_o des maximums d'intensité de la force dans sa région attractive et dans sa région répulsive.

Le rms et la forme générale restant les mêmes, on a ensuite défini les autres termes en fonction de celui-ci par :

- le rapport des profondeurs RST entre les termes pairs (Vol_{SE}/Vol_{TE})
- le rapport des profondeurs RSTO entre le terme impair (singlet) et le terme triplet pair (Vol_{SO}/Vol_{TE}).

(Nous avions vu précédemment que nous pouvions négliger le terme triplet impair)

- le rapport RDD entre les coefficients c de variation avec la densité dans les états triplet et singlet.

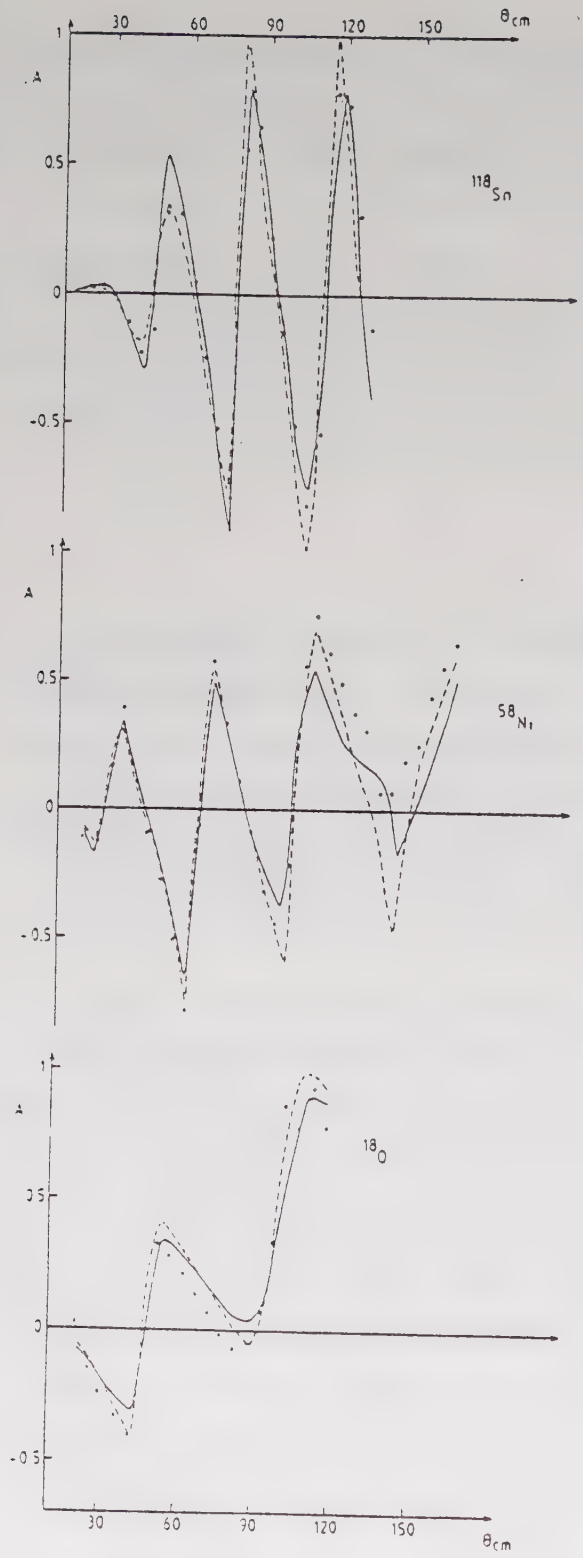
A partir de ces paramètres - dont les valeurs de départ ont été choisies en fonction des diverses informations indiquées ci-dessus -, on détermine ensuite les paramètres du calcul (profondeurs et portées des termes de Yukawa), tels que définis par la relation (V.1).

La profondeur de la partie imaginaire se déduit en principe directement du théorème optique : le facteur de normalisation qui lui est affecté est donc fixé au départ à 1. Par contre, la valeur de départ du rms a été fixée beaucoup plus empiriquement à 1,25, soit une valeur assez proche de celle suggérée par les résultats de Sinha [74].

V.1.2. Ajustement des paramètres

Puisque nous cherchons ici, non à assurer le meilleur ajustement possible pour telle ou telle donnée de diffusion particulière, mais à déterminer une interaction moyenne valable sur une plage d'énergie assez large, les recherches seront en général menées sur des ensembles de données assez nombreuses, regroupant par exemple des diffusions sur plusieurs noyaux à une énergie donnée, ou sur un noyau donné à plusieurs énergies, ou même sur différents noyaux à différentes énergies.

Les premiers calculs ont concerné la diffusion de protons et permis de vérifier que les paramètres de départ constituent une base de travail satisfaisante, tant pour la partie réelle que pour la partie imaginaire. Sur la figure V.1 apparaissent les résultats de calcul correspondant d'une part à un potentiel dont la partie réelle est calculée par convolution, à partir des paramètres de départ, et la partie imaginaire celle du potentiel phénoménologique défini par Becchetti et Greenlees [20], d'autre part à un potentiel dont le terme imaginaire comme le terme réel ont été calculés microscopiquement. A partir de là on a pu tester la sensibilité des calculs aux différents paramètres. C'est ainsi que, quelques tentatives de variation de q_o et x_o n'ayant pas permis de détecter un effet significatif, ces paramètres ont été considérés comme fixés dans la suite des calculs. De même, l'effet du terme impair étant faible, une variation même importante du poids de ce terme ne conduit pas à des résultats significativement différents. Le rapport RSTO (v_{SO}/v_{TE}) a donc lui aussi été fixé à sa valeur dans M3Y. Enfin le rapport RDD a été fixé pour la même raison à une valeur (RDD = 3,5) proche de celle définie par exemple par Green [81] ou Pandharipande [94].



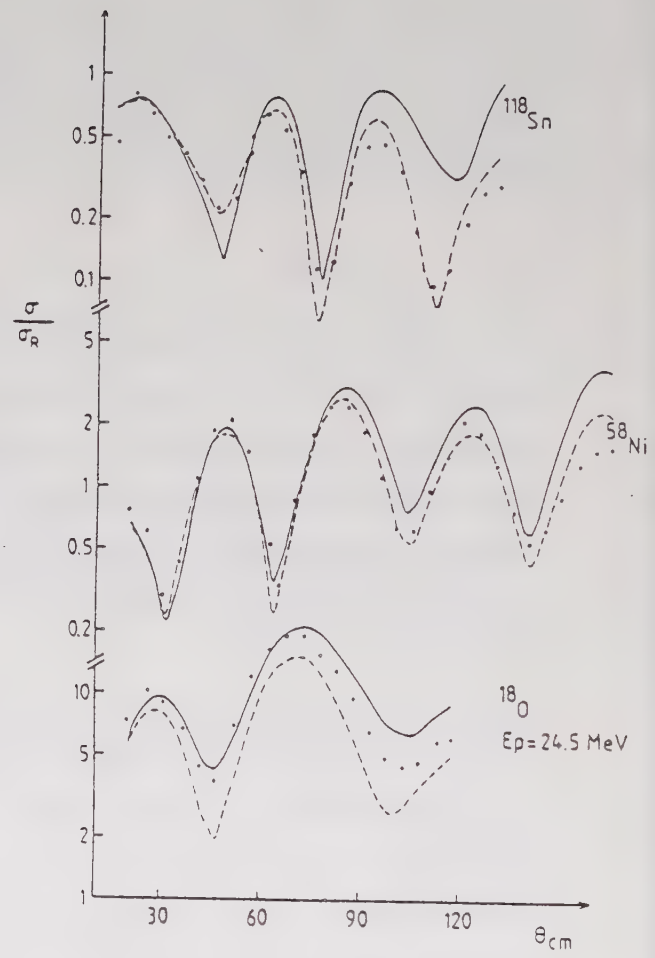


Fig. V.1. Quelques résultats obtenus avec les paramètres de départ de l'interaction. Les courbes en trait continu correspondent à un calcul entièrement microscopique, celles en traits discontinus au cas où le potentiel réel est calculé de façon microscopique et le potentiel imaginaire de façon phénoménologique [20]

Par contre, on a pu mettre en évidence l'importance du choix de certains autres paramètres, ainsi que l'effet des différents termes de l'interaction.

Les effets de l'échange et du terme de saturation apparaissent sur la figure (V.2) représentant le calcul complet, le calcul avec seulement le terme direct et enfin le calcul complet (direct + échange) sans tenir compte de la saturation.

On voit que l'effet du terme d'échange, qui se traduit partout par un léger déphasage sur les asymétries comme sur les sections efficaces, se manifeste cependant surtout à l'arrière et qu'il y est essentiel à partir de 110°. L'effet du terme de saturation au contraire se manifeste nettement aux petits angles, provoquant à la fois un déphasage et une modification importante de la pente globale de la courbe.

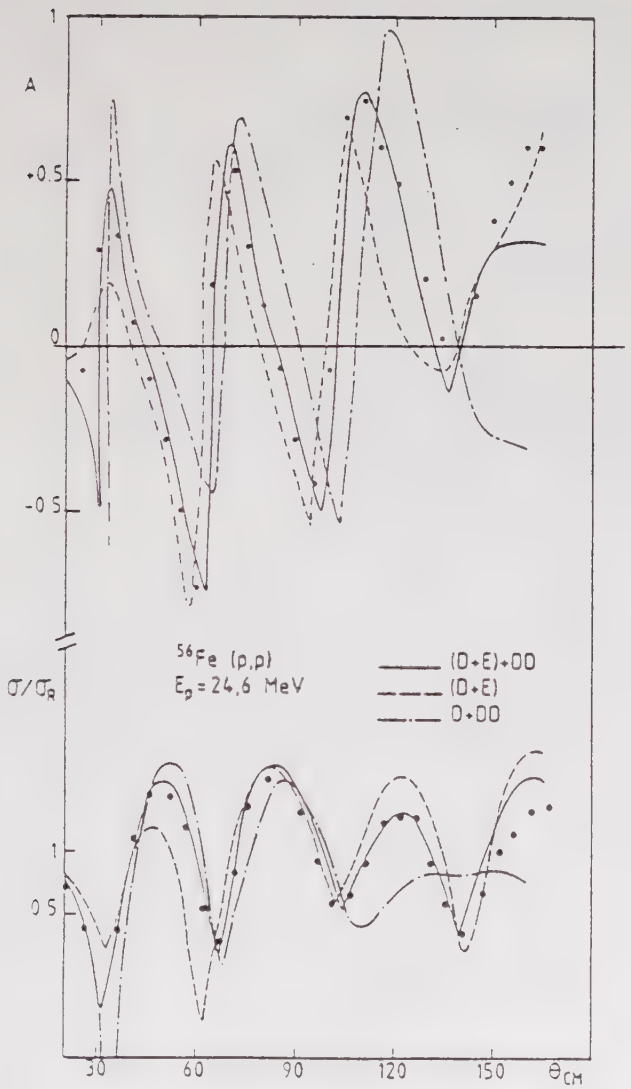


Fig. V.2. Effet de l'échange et de la variation de l'interaction avec la densité sur les sections efficaces et les pouvoirs d'analyse. L'indication "D" correspond au terme direct seul, DD à l'introduction d'une variation de l'interaction avec la densité, E à la contribution du terme d'échange.

La figure V.3 met en évidence l'effet du rms de la partie imaginaire : d'une part une modification de la pente de la section efficace dès 60°, d'autre part et de façon beaucoup plus évidente un déphasage complet des asymétries à l'arrière.

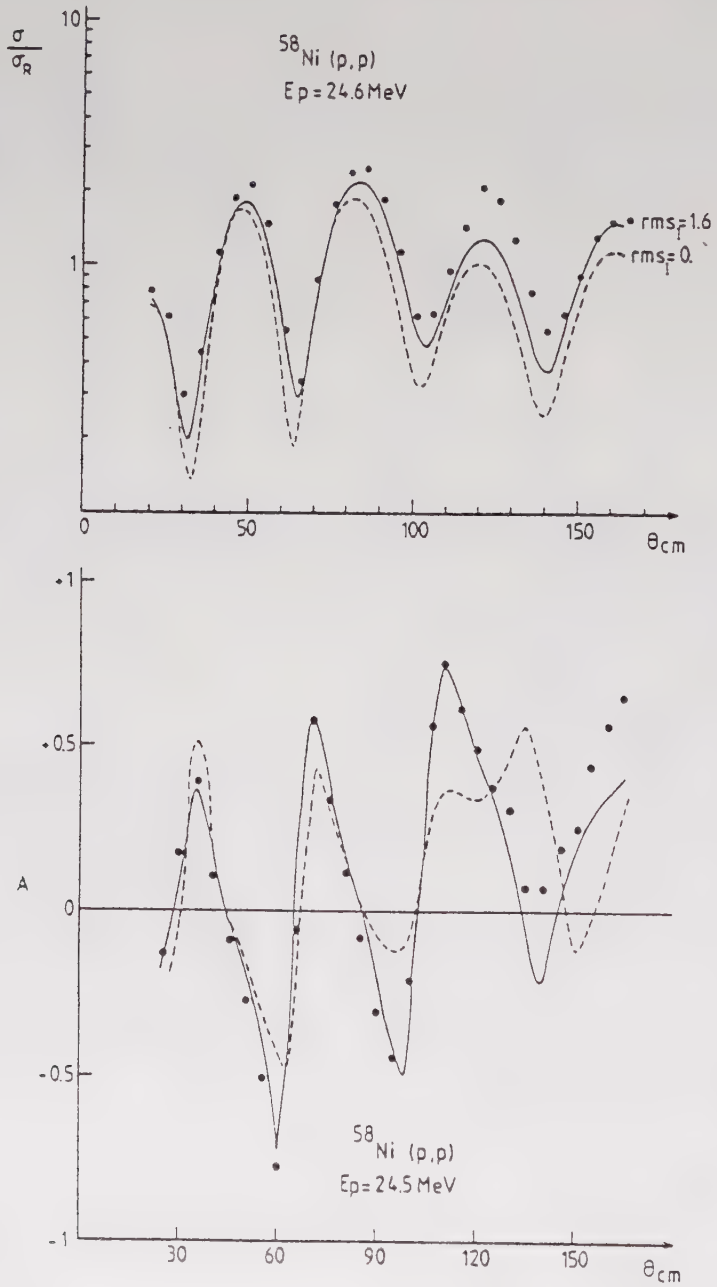


Fig. V.3. Effet de l'introduction d'une portée finie dans le terme imaginaire de l'interaction.

L'effet du poids du terme LS apparaît sur la figure V.4 : sur les asymétries, une petite modification ne provoque à l'avant qu'une légère variation de l'amplitude des oscillations, mais modifie sensiblement la forme à l'arrière. L'effet sur les sections efficaces est par contre tout à fait négligeable.

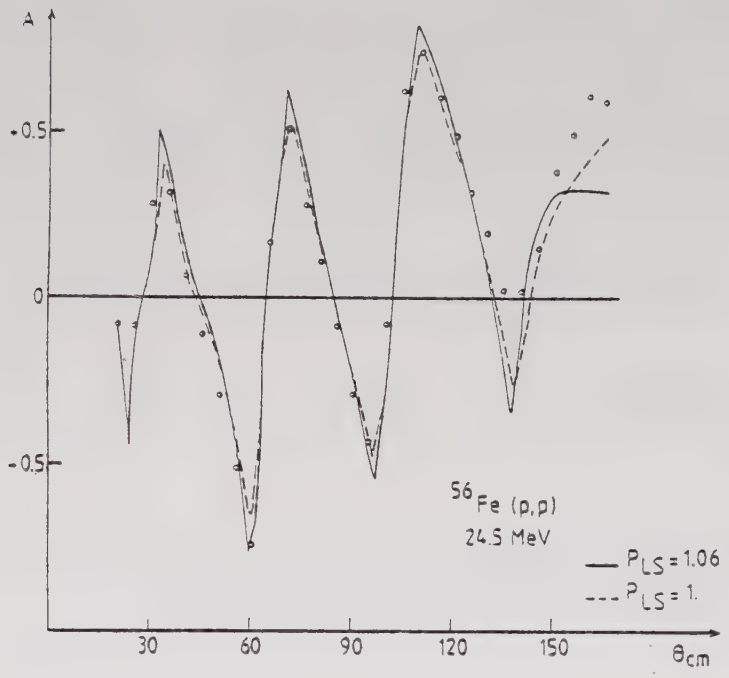
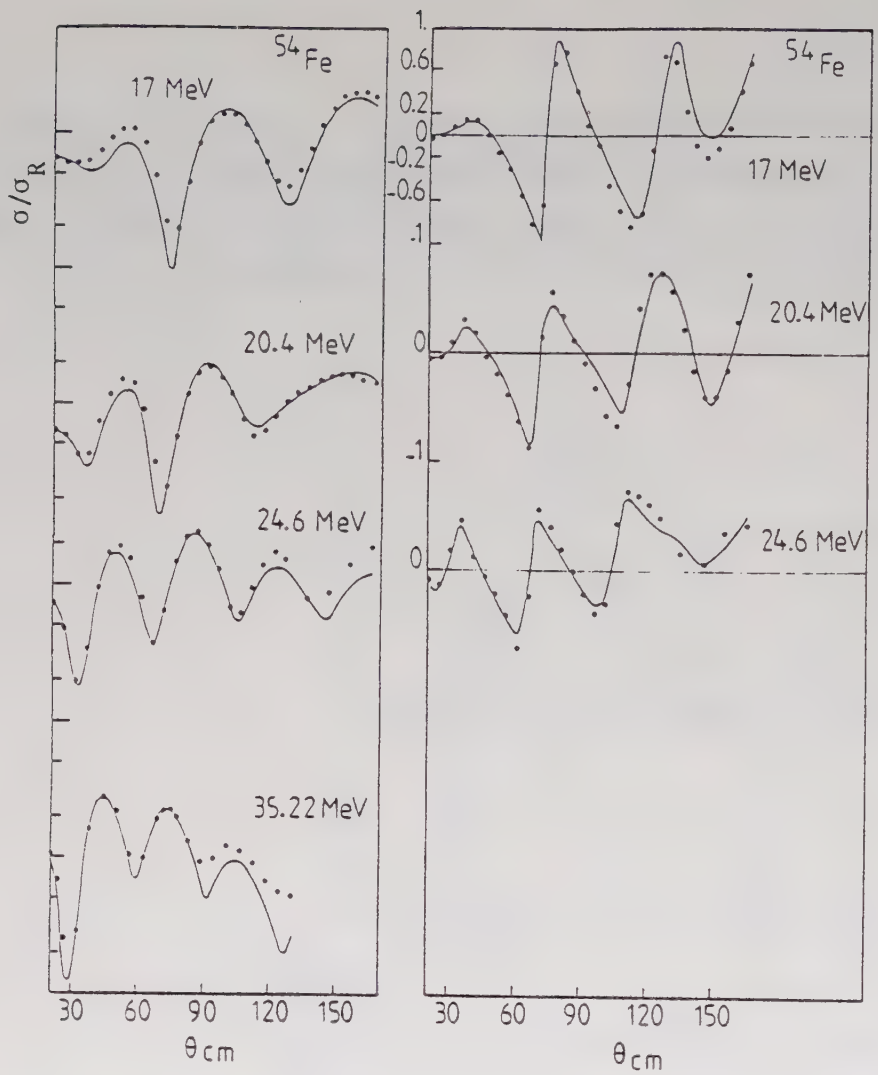


Fig. V.4. Influence du facteur de normalisation du terme LS sur les pouvoirs d'analyse.

Ces calculs ont aussi permis, à partir de la diffusion sur un même noyau à plusieurs énergies, une évaluation de la variation des divers paramètres en fonction de l'énergie; on a pu obtenir ainsi un accord satisfaisant avec des données expérimentales correspondant à des énergies comprises entre 17 et 50 MeV. (fig. V.5).



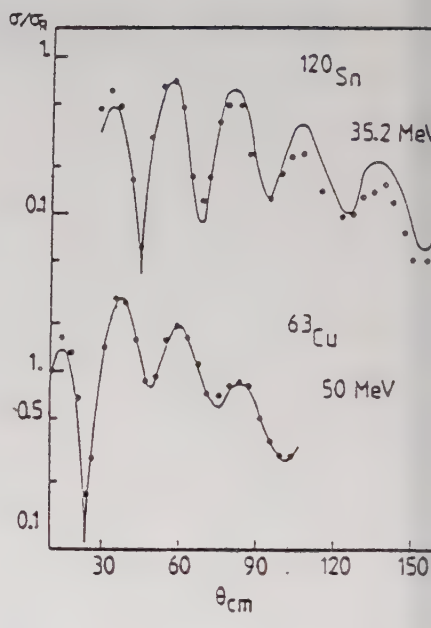


Fig. V.5. Section efficace et pouvoir d'analyse en fonction de l'énergie : les paramètres de l'interaction (qui ne comporte pas de terme impair) varient lentement avec l'énergie.

Un autre résultat important concerne le terme spin-orbite : en effet, les excellents accords obtenus sur les asymétries ont permis d'établir dès cette phase du travail que la forme obtenue avec les paramètres de départ était correcte ; de plus, on a pu fixer une variation du facteur de normalisation (toujours proche de 1) en fonction de l'énergie qui permet de rendre compte des asymétries dans tout le domaine d'énergie où l'on dispose de données expérimentales (17 à 24 MeV). Compte tenu de la faible étendue de celui-ci, il serai hasardeux d'en tirer les conclusions très fermes sur le comportement du terme L

lorsqu'on s'éloigne trop de cette région, mais nous supposerons que ce résultat peut être appliqué dans tout le domaine considéré ici (jusqu'à 50 MeV) ce qui apparaît raisonnable au vu du comportement des potentiels phénoménologiques [102].

Le nombre des paramètres à ajuster s'est ainsi trouvé réduit à 6 à savoir :

- P_r et μ : intensité et rms de la force centrale.

- RST = vol SE/vol TE traduisant l'effet de l'isospin

- c, correspondant à l'effet de la densité dans les états singlet.

- P_i et λ : facteur de renormalisation et rms de la force imaginaire.

Compte tenu du principe du calcul de la partie imaginaire et des approximations brutales qu'il implique, il nous a semblé raisonnable, dans certaines conditions, d'autoriser une petite variation de P_i, normalement fixé à 1.

Chacun de ces paramètres est a priori fonction de l'énergie et une variation linéaire s'est trouvée bien adaptée, du moins dans le domaine d'énergie considérée.

Dans une deuxième série de calculs, nous avons utilisé des données expérimentales de diffusion de neutrons, provenant de Michigan State University [91] pour les données à 30 et 40 MeV sur ^{40}C, ^{208}Pb et de l'Université de l'Ohio [103, 104] via la banque de données de l'OCDE.

L'avantage d'utiliser des données de neutrons est double :

. d'une part on échappe au problème du décalage coulombien, dont le choix comporte un certain arbitraire. Ceci permet en particulier d'effectuer des recherches à une énergie donnée, sur des ensembles de noyaux répartis sur toute la table : dans le cas de la diffusion de neutrons, l'énergie incidente est la même quel que soit le noyau, ce qui n'est pas le cas dans la diffusion de protons.

. d'autre part, la comparaison des intensités des interactions p-p et p-n montre que la diffusion de neutrons (protons) est plus sensible aux densités de protons (neutrons). Les densités de protons étant beaucoup mieux connues que les densités de neutrons, il apparaît là un avantage net des diffusions de neutrons pour ce qui est de la détermination de l'interaction.

Nous avons ainsi réalisé, pour diverses énergies, des recherches simultanées sur plusieurs noyaux (tableau V-1), ce qui nous a permis de déterminer les valeurs des paramètres et leur variation avec l'énergie, qui s'est bien trouvée en accord avec celle déjà déterminée à partir des données de protons. Ensuite,

la comparaison avec les calculs de diffusion de protons a permis de déterminer la valeur la plus raisonnable du décalage coulombien.

Les densités de protons utilisées ici étaient en général issues des expériences de diffusion d'électrons [62] et paramétrisées en somme de gaussiennes (SO G) ; les densités de neutrons paramétrisées sous forme de Fermi-trois paramètres provenaient des diffusions de hadrons de haute énergie.

Tableau V-I

E_n en MeV	^{28}Si	^{32}Si	^{40}Ca	^{118}Sn	^{208}Pb
		20	20		
				24	
	26				26
	30	30	30		30
	40	40	40		40

V.1.3 Résultats.

L'ensemble de ces calculs a permis de déterminer une interaction unique permettant de rendre compte de la diffusion de neutrons comme de protons, dans un domaine d'énergie d'environ 20 à 50 MeV (fig. V.6 et V.7).

Caractéristiques de l'interaction

Les paramètres correspondants sont présentés dans le tableau V.2 sous la forme utilisée dans les calculs où E représente l'énergie incidente éventuellement corrigée du décalage coulombien, tandis que le tableau V.3 présente la partie réelle de l'interaction(à densité nulle) décomposée en somme de deux termes Yukawa et que la figure V.8 présente les variations de l'intensité de l'interaction en fonction de l'énergie et de la densité.

On note que ces paramètres ne s'éloignent pas beaucoup des valeurs de départ restent en particulier en bon accord avec l'interaction M3Y (aux effets de saturation près) ; on voit aussi que la variation avec l'énergie de tous les terme

Tableau V.2

$V_{TE} = -1285\ Pr$ $P_r = 1,18(1 - 0,003E)$ $rms = 1,9 + 0,008E$	Profondeur du terme triplet pair et rms.
$RST = 0,6 + 0,0015E$ $RSTO = -0,34$	Rapport des profondeurs des termes singlet-pair et triplet-impair à celle du terme triplet-pair.
$C_S = 0,6\ (1-0,007\ E)$ $C_T = 3,5\ C_S$	Coefficient des termes de variation avec la densité dans les états singlet et triplet.
$P_{LS} = 1,06\ (1-0,005\ E)$	Poids du terme LS
$P_I = 1,4 - 0,015E$ si $E < 26$ MeV $P_I = 1$ si $E > 26$ MeV $rms_I = 1,65 - 0,002\ E$	Poids et rms du terme imaginaire.

Tableau V.3

terme central	μ	0,31 + 0,0035 E	0,5 + 0.0025E
	V_{pn}	1102 (1-0,012E)	-443(1-0.0072E)
	V_{pp}	2927 (1-0,013E)	-1186,(1-0.0083E)
terme LS	μ	0,3	0,5
	V_{pn}	-1580(1-0,005E)	44,4(1-0,005E)
	V_{pp}	-1010(1-0,005E)	22,1(1-0,005E)

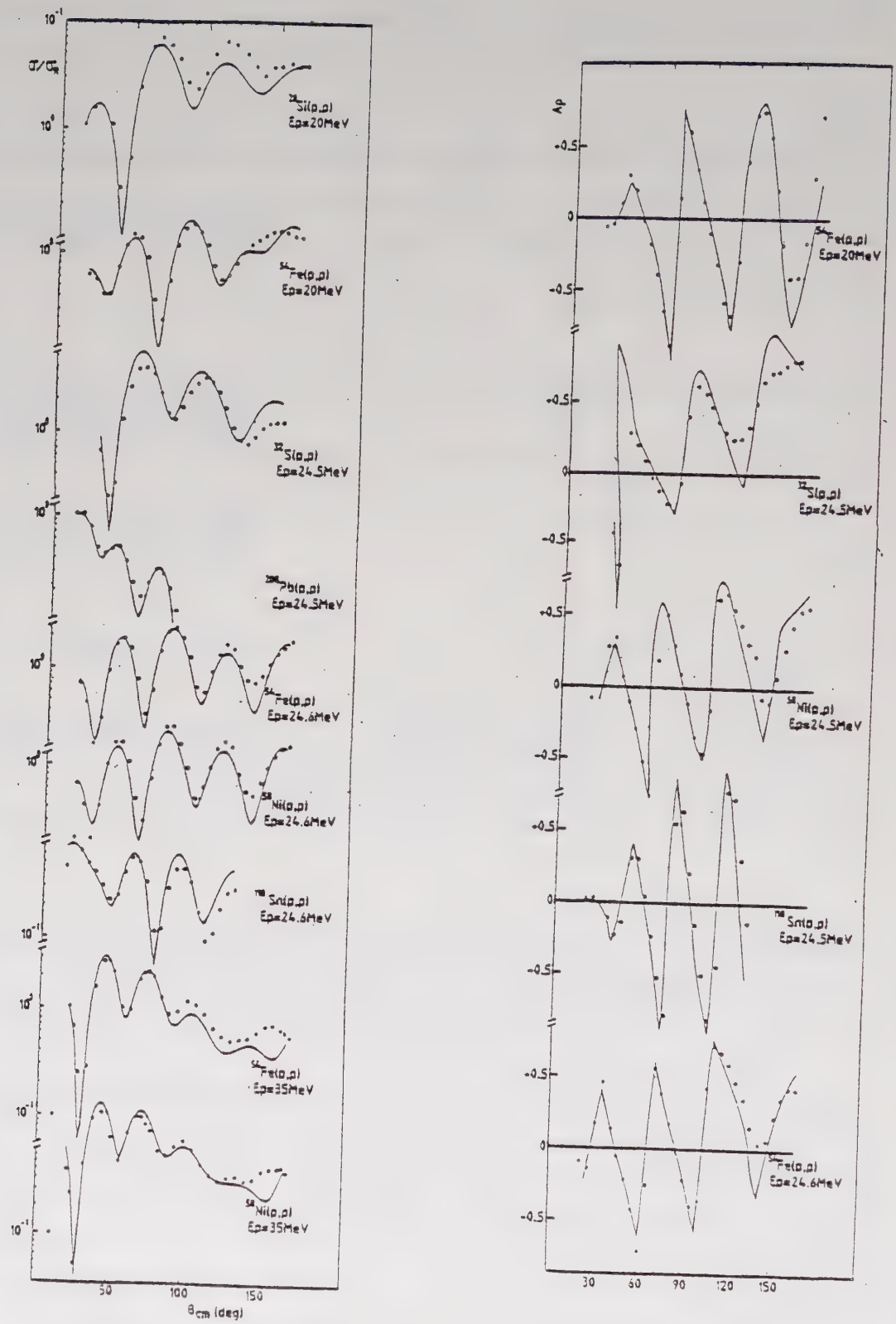


Fig. V.6. Section efficace et pouvoir d'analyse (éventuellement) pour la diffusion de protons à différentes énergies obtenus en utilisant l'interaction définie dans le tableau V-1, et des densités décrites par des sommes de gaussiennes.

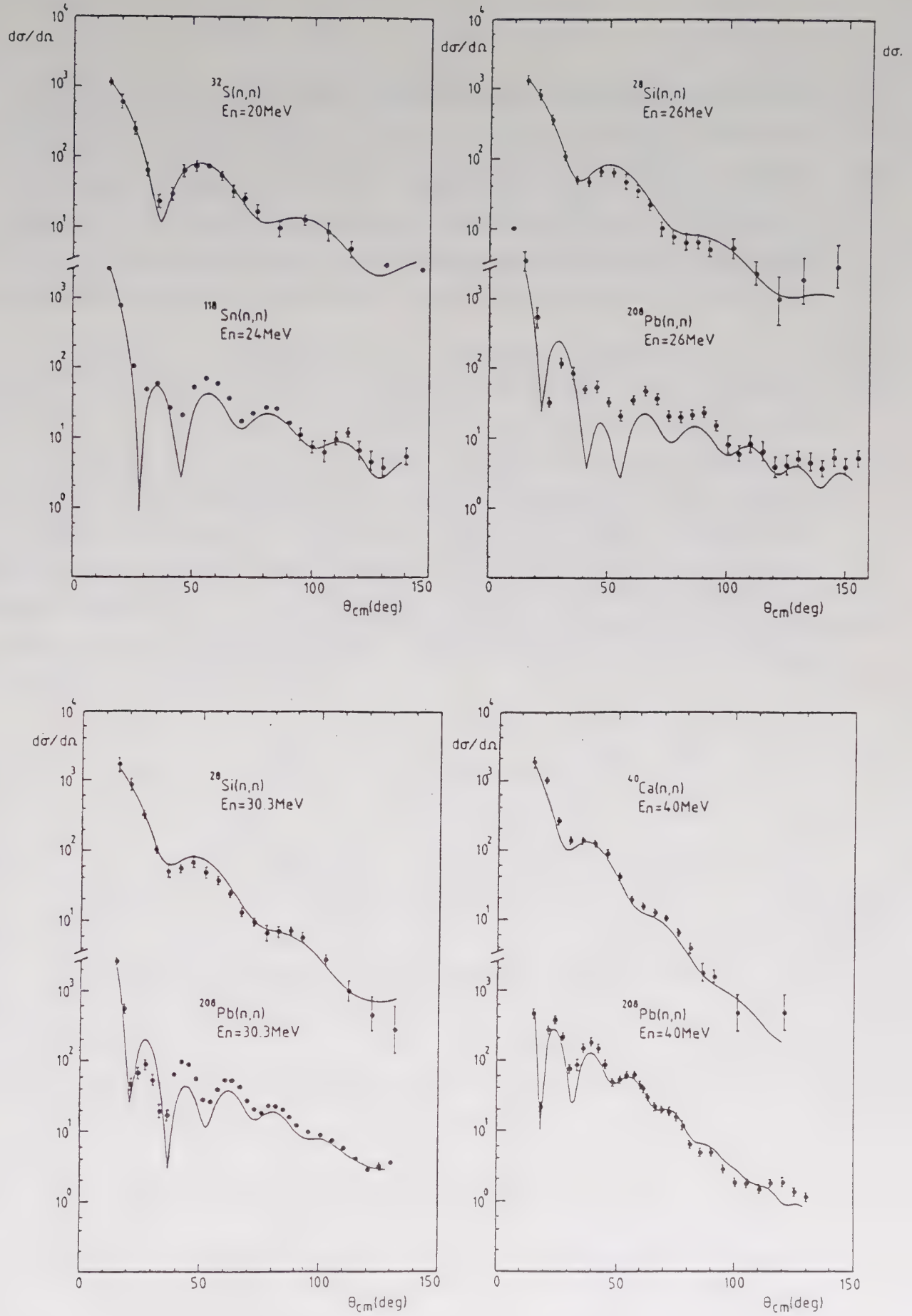


Fig. V.7. Sections efficaces de diffusion de neutrons, obtenues en utilisant l'interaction définie dans le tableau V-1, et des densités décrites par des sommes de gaussiennes.

(et en particulier de l'intensité) (fig. V.8.a) est lente. Par suite, les potentiels coulombien et nucléaire , qui modifient l'énergie du projectile d'une quarantaine de MeV au plus au centre du noyau, n'induisent qu'une variation de l'intensité de l'interaction inférieure à 10 %. Ceci justifie de ne pas traiter point par point leur effet sur l'énergie du projectile, et d'utiliser en tout point du noyau une interaction dont l'intensité n'est fonction que de l'énergie du faisceau incident, éventuellement modifiée d'un décalage coulombien global.

Il est à remarquer également que le paramètre c, qui rend compte de la saturation des forces nucléaires, ne varie que très lentement avec l'énergie ; cette condition s'est révélée nécessaire ici pour obtenir l'accord en particulier pour la diffusion sur des noyaux lourds aux énergies les plus élevées, et suggère que les phénomènes de saturation se manifestent encore nettement pour des énergies supérieures à celles considérées ici. Dans notre domaine d'énergie, cela se traduit par un effet de la densité très comparable quelle que soit l'énergie (fig. 8.b), la différence provenant surtout de la modification du rapport des profondeurs entre termes singlet et triplet.

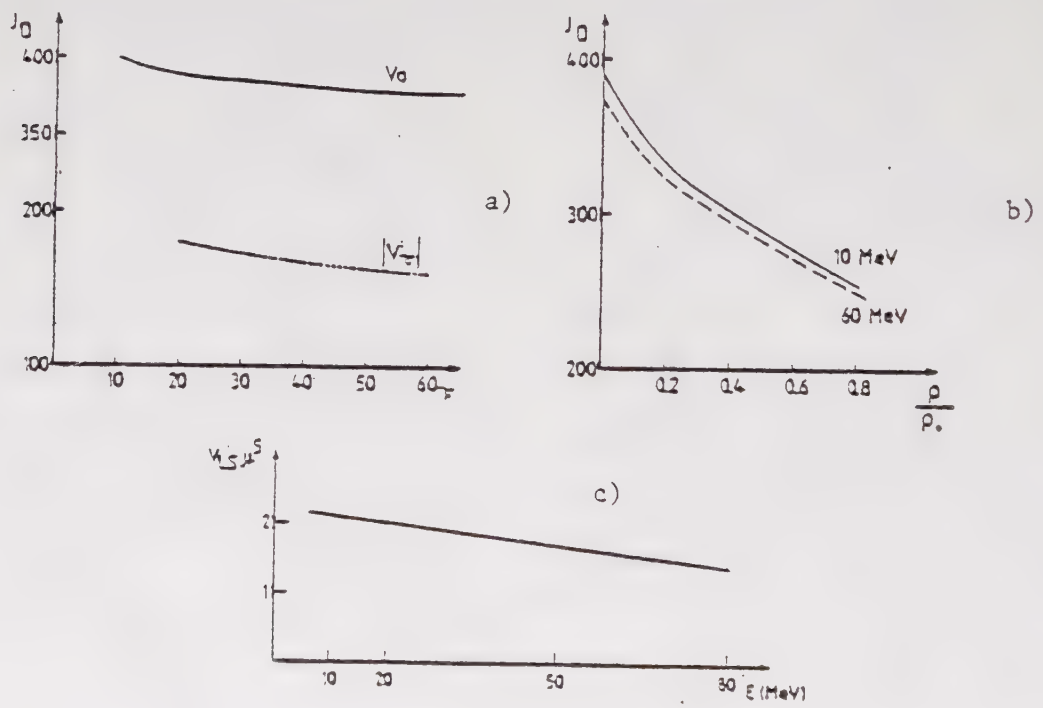


Fig. V.8. Variation du volume de la partie réelle de l'interaction. Les courbes a) et b) correspondent à la variation du terme central avec l'énergie et la densité, la courbe c) à la variation du terme LS avec l'énergie.

D'autre part, l'examen des résultats a montré que le facteur P_i de normalisation de la partie imaginaire, s'il restait proche de 1, tendait à être plus important aux énergies les plus basses, ce qui nous a amenés à introduire, dans cette région, un facteur correctif fonction de l'énergie. Le plus souvent ceci s'est avéré suffisant pour obtenir un excellent ajustement. Toutefois dans un certain nombre de cas nous verrons qu'une modification de la valeur de P_i améliore sensiblement l'accord.

Par ailleurs, la profondeur de la composante imaginaire de la force n'étant pas paramétrisée sous forme d'une fonction analytique simple de l'énergie et de la densité, il est moins facile de décrire son comportement que celui de la partie réelle. La figure V.9 présente les variations de son volume en fonction de l'énergie et de la densité. On voit que, en bon accord avec les résultats de Mahaux, celui-ci augmente avec l'énergie jusque vers 50 MeV, pour se maintenir ensuite à un palier, sauf à très faible densité où il diminue. La variation avec la densité, quant à elle, très importante à basse énergie, tend à s'atténuer lorsque l'énergie augmente, évolution à rapprocher de celle déterminée phénoménologiquement pour le potentiel optique (passage d'une forme de surface à une forme de volume).

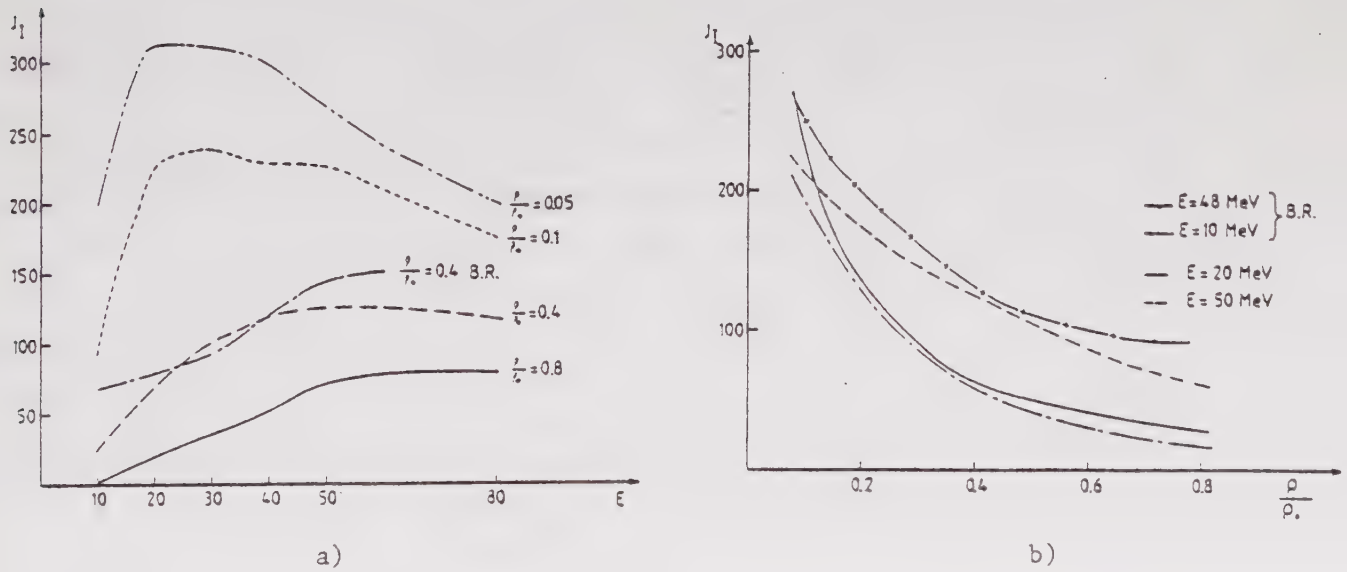


Fig. V.9. Variation du volume de la partie imaginaire de l'interaction, a) avec l'énergie, b) avec la densité. Les courbes en tiretés irréguliers, indice B.R., correspondent à l'interaction de Brieva et Rook.

Décalage coulombien.

La comparaison des données de diffusion de proton et de neutron nous a permis de mettre en évidence l'effet de la barrière coulombienne. Nous avons vu au chapitre précédent que nous ne tenons compte des effets coulombiens que sous la forme d'un décalage de l'énergie de la particule incidente : pour une énergie nominale E_o, l'énergie d'interaction est de E_o pour un neutron, $(E_o - E_c)$ pour un proton. E_c représente l'énergie coulombienne moyenne appliquée au proton dans la région du noyau où l'interaction est intense. Différents essais nous ont permis de conclure que le décalage coulombien est bien représenté si l'on attribue à E_c la valeur :

$$E_c = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R_o A^{1/3}} \quad \text{avec } R_o = 1.25 \qquad (V.2)$$

Comparaison avec l'interaction de Brieva et Rook.

Il est intéressant de comparer l'interaction ainsi déterminée avec une interaction calculée dans la matière nucléaire, telle que celle proposée par Brieva et Rook [75] cette comparaison pouvant se réaliser assez facilement si l'on utilise la paramétrisation en somme de termes de Yukawa utilisée par Geramb [105]. Une première constatation s'impose, celle de la différence notable en ce qui concerne la partie impaire de l'interaction réelle : en effet alors que dans M3Y (et donc dans l'interaction définie ici), le rapport des valeurs des termes impairs à celui du terme triplet pair reste inférieur à 30 %, il atteint l'unité pour la force de Brieva. Une telle différence ne conduit cependant pas automatiquement à des résultats fort différents en raison de l'importante compensation entre termes direct et d'échange pour le terme impair de très courte portée. Elle impose cependant certaines précautions au moment de comparer les deux interactions : il convient en effet, soit de considérer l'interaction totale (directe + échange) soit de ne pas tenir compte de ce terme si la comparaison ne concerne que le terme direct.

La figure V.10 permet de vérifier que les deux interactions se présentent sous des formes comparables : en particulier, dans l'espace des impulsions, le changement de signe se produit dans les deux cas pour des valeurs de q voisines de 1.7 fm^{-1}, et les profondeurs sont proches l'une de l'autre à l'énergie considérée (18 MeV). Les rms ont également des valeurs voisines, et augmentent

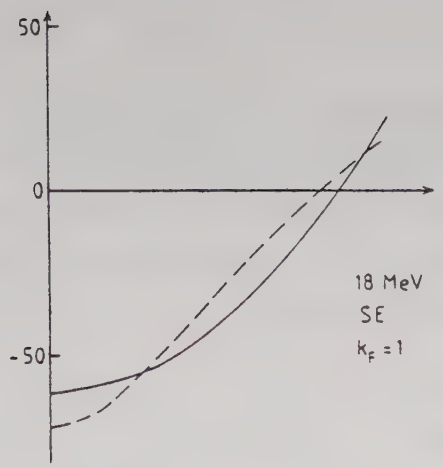


Fig. V. 10. Comparaison de l'interaction utilisée avec celle de Brieva et Rook : ici, le terme singlet pair est représenté dans l'espace des moments en trait plein pour notre interaction, en trait discontinu pour celle de Brieva et Rook.

avec l'énergie dans les deux cas. Il faut noter cependant que, lorsque l'énergie augmente, la différence entre les deux interactions s'accentue : la variation avec la densité, très comparable pour les deux interactions à basse énergie, diffère sensiblement aux énergies supérieures, devenant beaucoup moins importante pour l'interaction de Brieva et Rook (fig. V. 11)

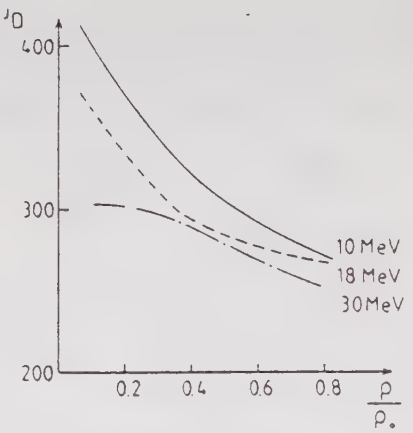


Fig. V.11. Partie paire de l'interaction de Brieva et Rook en fonction de l'énergie et de la densité. On voit que la variation avec la densité s'atténue beaucoup plus vite que pour notre interaction (cf. fig. V.8.b).

La confrontation des figures V. 9 et V.11 permet de plus de vérifier que le volume de notre interaction se compare bien à celui de l'interaction de Brieva et Rook si l'on n'inclut pas le terme triplet impair dans cette dernière. Il en est de même si l'on considère la somme des termes direct et d'échange. Notons cependant que les deux interactions diffèrent considérablement si l'on considère séparément les termes direct et d'échange, sans négliger aucune contribution : alors que, dans notre cas, comme dans celui des autres calculs semi-phénoménologiques existants[43, 44, 74], le terme direct, négatif et important, s'accompagne d'un terme d'échange également négatif, mais faible, l'interaction totale de Brieva et Rook résulte de l'addition d'un terme direct important et positif, et d'un terme d'échange important et négatif.

La partie imaginaire de cette même interaction se présente très différemment et l'essentiel de sa contribution provient du terme direct. C'est donc à ce terme direct que nous avons comparé l'ensemble du terme imaginaire de notre interaction, puisque nous ne pouvons ici séparer les contributions directe et d'échange. La figure V.9 montre que les comportements des deux interactions sont de même type : leurs volumes augmentent avec l'énergie, mais deviennent moins sensibles à la densité quand l'énergie augmente.

Bien entendu, si l'interaction présentée ici peut être considérée comme satisfaisante dans la mesure où elle permet de rendre compte raisonnablement de la diffusion sur n'importe quelle cible à différentes énergies (figs. V.6 et V. il est clair que l'on peut obtenir localement des ajustements d'une qualité égal ou même supérieure. Toutefois les valeurs correspondantes, plus satisfaisantes pour une énergie ou un noyau spécifique, détériorent l'accord dans d'autres cas, et ne permettent pas de déterminer une variation régulière des paramètres, en fonction de l'énergie en particulier; la figure V.12 en présente un exemple.

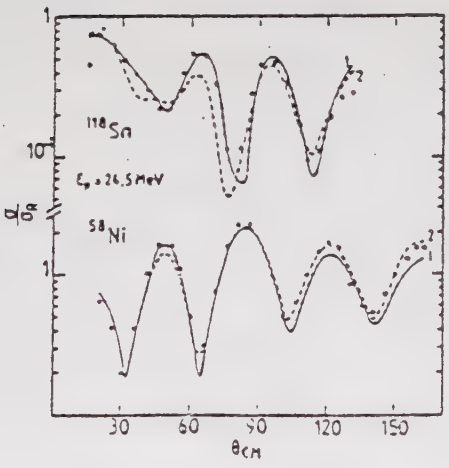


Fig. V.12. Distributions angulaires de protons de 24,5 MeV diffusés par ^{118}Sn et ^{58}Ni. Les deux courbes correspondent aux calculs avec des interactions différentes

Valeurs des paramètres des interactions

P_R	R_{SR}	μ	c	P_I	λ	
1	0,64	2	0,65	1,08	1,6	courbe 1
1,09	0,64	2,2	0,65	1,1	1,25	courbe 2

En tout état de cause, si le grand nombre et la variété des données sur lesquelles ont été réalisés les ajustements permettent de penser que le résultat est très indépendant des conditions du calcul (ce que confirme, par exemple, la qualité des fits obtenus en utilisant d'autres types de densité), il serait illusoire de considérer que l'interaction effective est ainsi définie sans ambiguïté et que chaque paramètre pris individuellement est fixé de façon unique : par contre une variation de quelques pour-cent d'un seul des paramètres du tableau V.2, tous les autres restant fixés, suffit pour détériorer l'accord sur l'une ou l'autre des données expérimentales de test (fig. V.13).

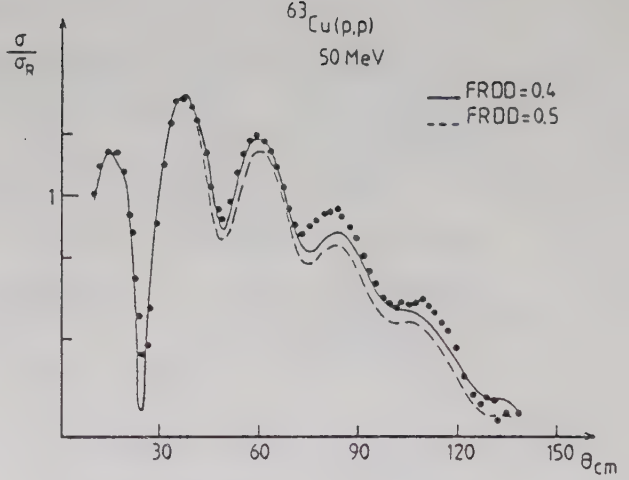


Fig. V.13. Effet d'une petite variation d'un des paramètres de l'interaction : ici le facteur FRDD de variation de l'interaction avec la densité.

V.2. POTENTIEL OPTIQUE

Nous allons examiner maintenant les propriétés des différents termes des potentiels optiques obtenus en utilisant l'interaction définie ci-dessus dans le modèle présenté au chapitre II.

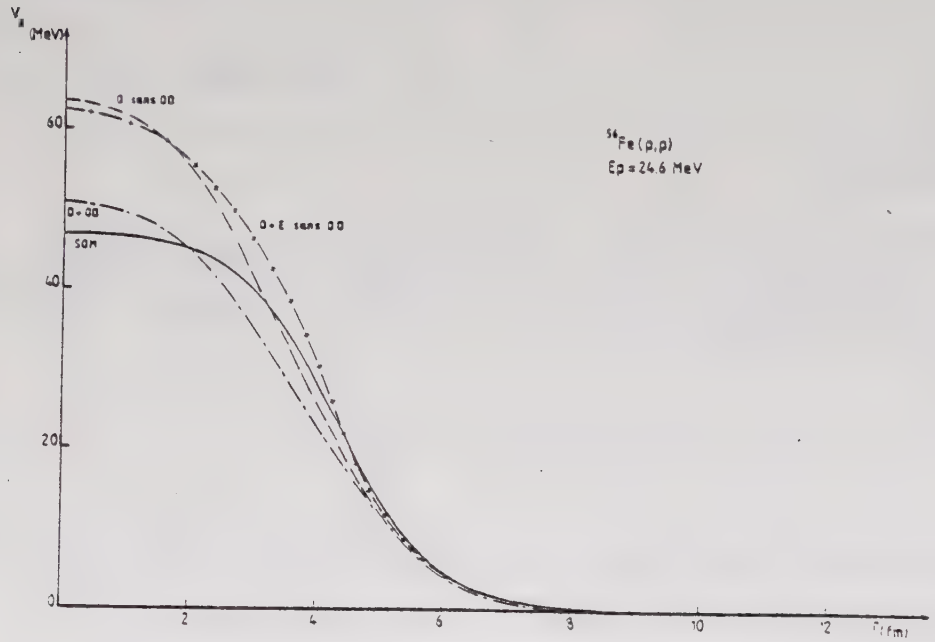
Il sera en particulier intéressant de les comparer à celles des potentiels optiques phénoménologiques correspondants : en effet vu le succès de ceux-ci dans l'analyse de la diffusion élastique, on peut les considérer comme d'excellents guides dans la recherche d'une description microscopique et celle-ci, en retour, permet de comprendre comment un modèle aussi simple peut rendre compte des principales caractéristiques de la diffusion.

V.2.1. Partie centrale réelle.

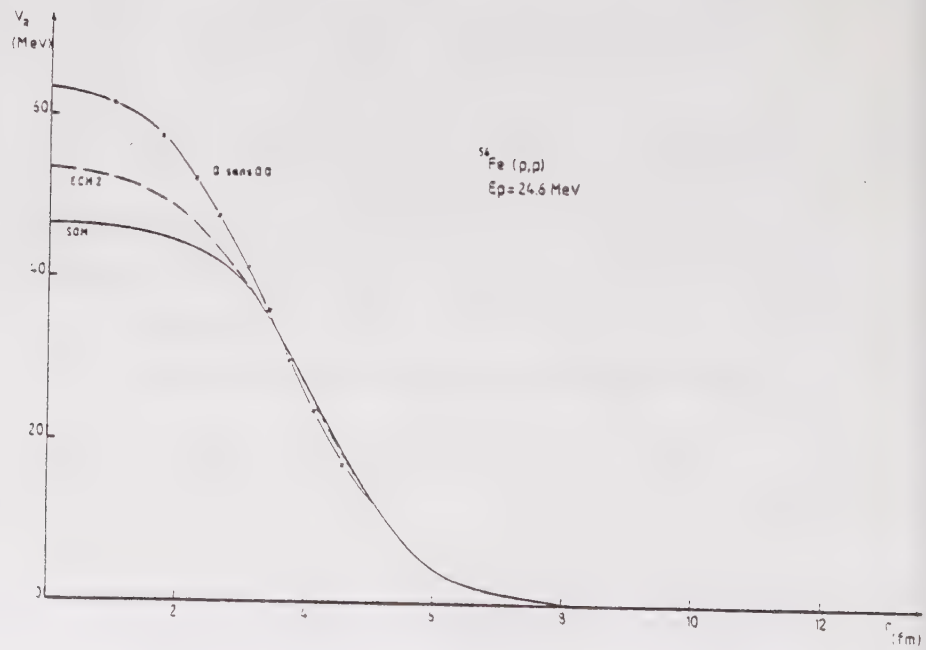
Dans les premiers calculs microscopiques de modèle optique, le rayon quadratique moyen obtenu pour le terme réel était toujours plus faible que celui du potentiel phénoménologique correspondant alors que l'épaisseur de surface était surestimée. Ces paramètres se révélant très importants pour le calcul des observables, ce désaccord est à l'origine de certaines des difficultés rencontrées dans la comparaison avec les données expérimentales.

Myers [82] a montré que l'utilisation d'une interaction N-N dépendant de la densité permet de retrouver, pour le potentiel réel, une géométrie proche de celle des potentiels phénoménologiques. Toutefois, pour retrouver une géométrie satisfaisante, Myers doit utiliser un coefficient de variation avec la densité plus important que les coefficients habituels, et obtient ainsi des volumes beaucoup trop faibles, quand il utilise une interaction de profondeur réaliste. Ce problème disparaît si l'on tient compte des effets d'échange

[43, 44, 106] et l'on retrouve alors des potentiels proches des potentiels phénoménologiques. En effet la figure V.14, qui présente les potentiels obtenus pour ^{56}Fe à 24.6 MeV, fait apparaître que l'échange a un effet comparable aux effets de saturation en ce qui concerne la géométrie (fig. 14.a) (il élargit le potentiel, mais rétrécit sa surface, la saturation ayant tendance à l'augmenter), mais des effets opposés en ce qui concerne les profondeurs (fig. 14.b) (la saturation provoque une diminution du potentiel, l'échang l'augmente).



a)



b)

Fig. V.14. Effet sur le potentiel réel de l'échange et de la variation de l'interaction avec la densité :
D : terme direct seul
DD : calcul comportant la variation avec la densité
ECH2 : calcul complet (ECH2 + DD)
SOM : potentiel phénoménologique.

Il faut noter d'ailleurs que, bien que le rayon quadratique moyen (rms) soit le paramètre le plus couramment utilisé, il est beaucoup plus significatif de traiter les caractéristiques géométriques des potentiels en terme de largeur de surface et de rayon d'une sphère dure équivalente (esr).

On voit par exemple nettement sur le tableau V.4 (correspondant à ^{56}Fe (p,p) à 24,5 MeV) l'élargissement global du potentiel (traduit par l'esr) et la diminution de la largeur de surface correspondante. On voit aussi que, si l'approximation utilisée par exemple par Petrovich permet de retrouver des rms proches de ceux des potentiels phénoménologiques, elle ne permet pas de réduire la largeur de surface comme il conviendrait.

Tableau V.4

	rms	esr	Largeur de surface	JR/A
Direct sans DD	4,23	4,28	1,46	399
(D+E) sans DD	4,21	4,513	1,40	427
Direct avec DD	4,33	4,51	1,50	345
(D+E)+DD	4,28	4,62	1,41	378
Phénon	4,45	4,89	1,36	
ECH 1 avec DD	4,345	4,66	1,47	406

Une autre propriété importante, et bien étudiée phénoménologiquement, est la variation du volume du potentiel réel avec l'énergie. La figure V.15 montre la variation obtenue au cours des calculs de diffusion de protons sur ^{58}Ni.

On voit que, dans un domaine d'énergie assez restreint comme celui que nous considérons ici, le volume par nucléon du potentiel réel varie de façon sensiblement linéaire avec l'énergie comme le font en général les volumes des potentiels phénoménologiques. Toutefois, la pente observée ici est un peu plus faible (environ -1,7) que la pente de ces derniers (de l'ordre de -2 à -3 suivant les auteurs), [107 et références incluses]. De récents calculs phénoménologiques [108] sur un domaine d'énergie beaucoup plus grand (40 à 200 MeV) font conclure à une dépendance logarithmique par rapport à l'énergie, mais entre 40 et 80 MeV, sont en très bon accord avec nos résultats.

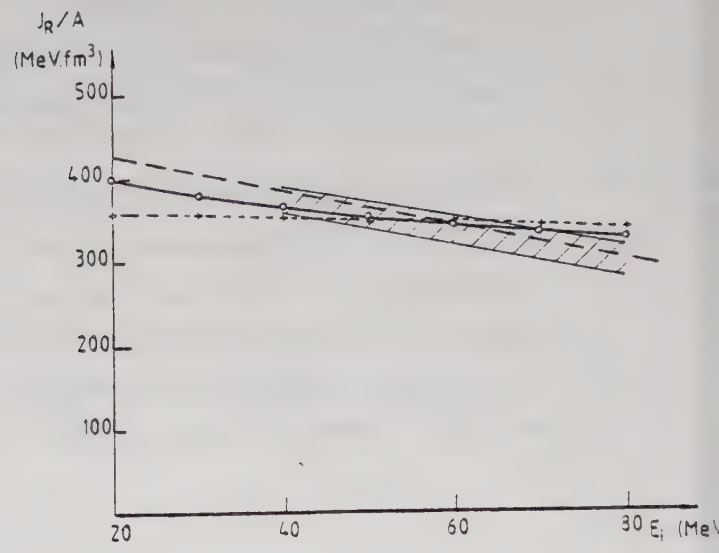


Fig. V.15. Variation du volume du potentiel réel central avec l'énergie . Les croix correspondent au terme direct seul, les points au calcul complet (direct + échange). Le trait continu visualise l'allure générale de la variation du potentiel avec l'énergie. La courbe discontinue correspond à la paramétrisation de Van Oers [24], la zone grisée aux résultats de Nadasen [108]

Si l'on sépare les contributions dues aux phénomènes direct et d'échange, on remarque que le terme d'échange est beaucoup plus faible que le terme direct (10 % environ du terme direct à 20 MeV). Ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus lors d'autres calculs semi-phénoménologiques [43, 44, 74], et permet d'expliquer que Greenless [49], bien que négligeant l'effet de l'échange, obtienne des résultats assez satisfaisants.

Comme il a déjà été remarqué [43] la variation avec l'énergie provient essentiellement du terme d'échange. En effet, si à basse énergie ce terme augmente le volume du potentiel d'environ 20 %, sa contribution diminue rapidement et dans la région de haute énergie (50 à 80 MeV) change de signe puisqu'alors le moment Q transféré dans l'échange atteint les valeurs pour lesquelles l'interaction change de signe.

Enfin, on peut remarquer que les potentiels obtenus sont proches de ceux présentés par Brieva et Rook [75], malgré la différence considérable qui existe entre les deux interactions lorsqu'on sépare les contributions directes et d'échange (cf. chap. V.1) ; cette différence provenant essentiellement du terme triplet impair très important chez Brieva et Rook, la similitude des potentiels s'explique par l'interférence destructive entre termes direct et d'échange pour ce terme, interférence quasi-complète du fait de sa courte portée.

V.2.2. Terme spin-orbite.

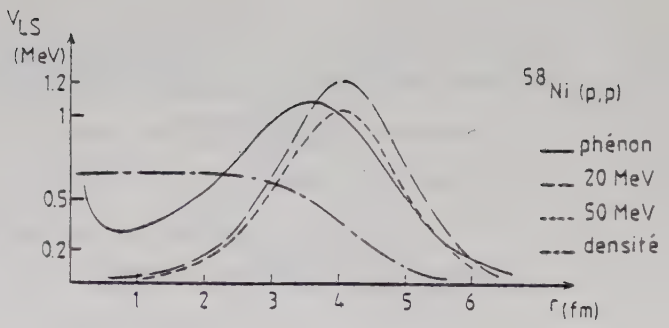


Fig. V.16. Comparaison des potentiels LS à différentes énergies avec le potentiel phénoménologique de Becchetti et Greenlees [20]

La figure V.16 montre le potentiel LS obtenu à deux énergies différentes (20 et 50 MeV) et permet de le comparer au potentiel phénoménologique proposé dans ce domaine d'énergie par Becchetti et Greenlees [20]. On voit que les caractéristiques générales (forme et profondeur) sont comparables, mais que le potentiel microscopique est centré sur une zone plus externe du noyau, et que sa profondeur au lieu d'être fixée varie lentement avec l'énergie. Ce résultat est en bon accord avec celui obtenu par Geramb, Brieva et Rook [109] tant pour la position du pic de surface que pour la variation avec l'énergie. D'autre part, les résultats de ces mêmes auteurs concernant la partie imaginaire du potentiel spin-orbite (qu'ils trouvent extrêmement faible à basse énergie) justifient l'emploi d'un terme LS purement réel.

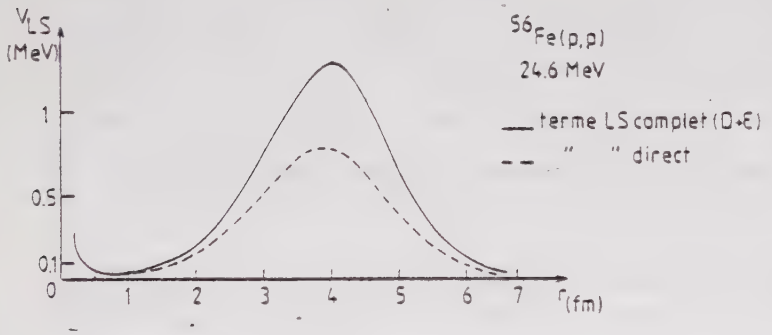


Fig. V.17. Les contributions des deux termes (direct et échange) au terme LS.

Si l'on considère les contributions des termes direct et d'échange (fig. V.17) on constate que, contrairement à ce qui se passe pour le terme central, l'échange joue ici un rôle essentiel, et ne saurait être négligé ; en effet, comme le laissait prévoir la très courte portée de l'interaction LS, l'interférence constructive entre les termes impairs direct et d'échange augmente considérablement la profondeur du puits, la doublant presque à 20 MeV, et la modifiant encore notablement à 50 MeV.

V.2.3. Partie imaginaire.

Les potentiels imaginaires obtenus dans nos calculs, bien qu'assez différents au centre du noyau des potentiels phénoménologiques habituels, en particulier à basse énergie (où l'on n'utilise souvent qu'un terme de surface) présentent cependant avec ceux-ci des analogies importantes : le pic de surface est centré au même endroit comme l'indique la figure V.18, où le potentiel microscopique à

24,5 MeV est comparé au potentiel phénoménologique de Becchetti et Greenlees. Quant à leur forme, elle présente le même type de variation avec l'énergie, passant d'une forme piquée à la surface à basse énergie, à une forme de volume à haute énergie (fig. V.19). Ce changement de forme est essentiellement dû à la variation de l'interaction effective imaginaire avec la densité.

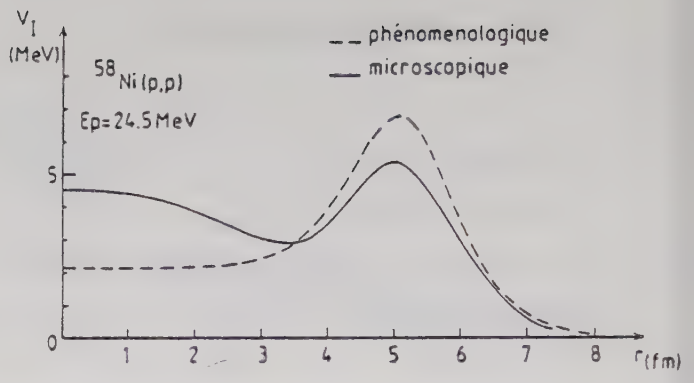


Fig. V.18. Comparaison du potentiel imaginaire provenant du calcul microscopique (trait plein) et du potentiel phénoménologique de Becchetti-Greenlees.

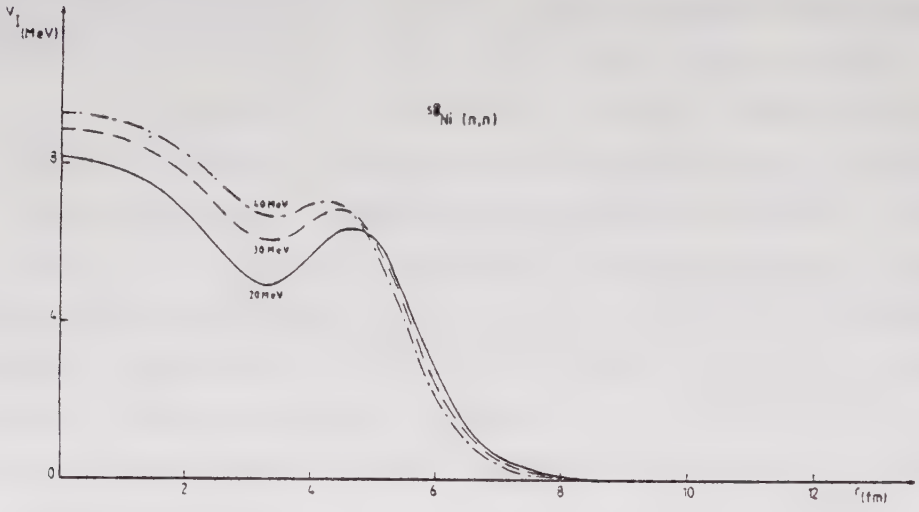


Fig. V.19. Variation avec l'énergie du potentiel imaginaire obtenu dans un calcul microscopique de la diffusion de neutrons.

On a vu en effet précédemment (fig. V.8.a) que l'interaction, qui croît avec l'énergie pour des densités importantes, décroît rapidement dans la région externe du noyau : d'où l'atténuation du pic de surface, et l'augmentation du potentiel au centre du noyau, en bon accord avec les calculs du potentiel optique dans la matière nucléaire de Mahaux [110]. Ce même phénomène associé au décalage coulombien et à la plus grande extension des densités de neutrons dans la plupart des noyaux, est responsable de la différence de forme que l'on constate entre les potentiels imaginaires correspondant aux diffusions de protons et de neutrons de même énergie (fig. V.20).

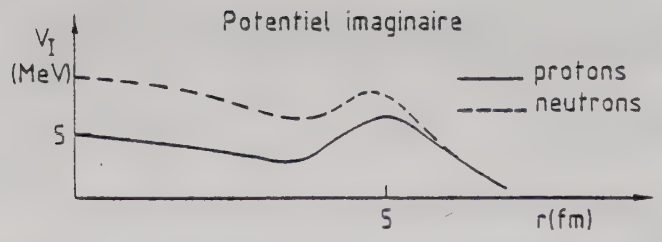


Fig. V.20. Différence de forme observée entre les potentiels imaginaires correspondant à la diffusion de projectiles différents de même énergie.

Notons que la forme des potentiels et son évolution en fonction de l'énergie sont très proches de celles obtenues par Brieva , Rook et Géramb [109] tant pour les neutrons que pour les protons.

La variation avec l'énergie du volume du potentiel imaginaire a été étudiée par différents auteurs, soit à partir de potentiels optiques définis phénoménologiquement, soit à partir de l'analyse de sections efficaces totales et d'absorption. Si Agrawal et Sood [111] en concluent que le volume du potentiel imaginaire est constant aux alentours de 115 MeV-fm^3, d'autres analyses [103] rejoignent plutôt les conclusions de Jeukenne, Lejeune et Mahaux [41], suivant lesquelles l'intégrale de volume du potentiel, quasiment indépendante du noyau et de la géométrie,croît d'abord avec l'énergie pour plafonner ensuite aux environs de 120 MeV - fm^3 pour la diffusion de protons), ou même [103] concluent à une légère décroissance à partir de 20 MeV. Nos résultats manifestent le même type de comportement puisque l'intégrale de volume qui augmente d'abord avec l'éenrgie, tend ensuite à décroître légèrement (fig. V.21), se maintenant autour de 110 MeV.fm^3, en bon accord avec les résultats déjà cités, ou ceux de Nadasen et ses collaborateurs [108].

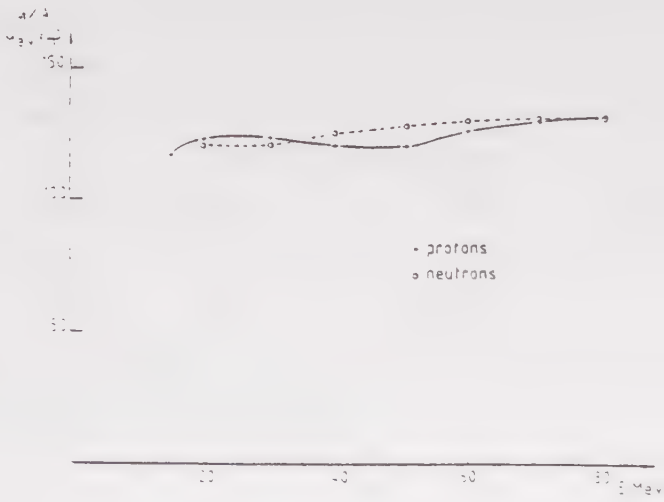


Fig. V.21. Variation du volume du potentiel imaginaire en fonction de l'énergie. Les points correspondent aux résultats des calculs, les courbes visualisent l'allure de la variation.

V.3. ANALYSE DES DONNEES DE DIFFUSION ELASTIQUE

V.3.1. Résultats.

Les données expérimentales de diffusion de nucléons de basse énergie sont nombreuses et variées : si les sections efficaces différentielles sont de très loin les plus abondantes, elles s'accompagnent assez souvent, dans le cas de la diffusion de protons, de données de pouvoirs d'analyse. Les données utilisées au cours de nos analyses proviennent principalement de Saclay [2, 113, 114], Grenoble [115, 116, 117] , Milan [118, 119] et Eindhoven [120] pour les protons, de l'Université de Michigan [91] et de celle de l'Ohio [103, 104], pour les neutrons. Il existe aussi un certain nombre de données expérimentales concernant les sections efficaces de réaction, auxquelles nous avons pu comparer nos résultats [121-125].

Pour la détermination de l'interaction, seules ont été utilisées les données de section efficace et de pouvoirs d'analyse, suivant la procédure précédemment définie (paragraphe V.1). Nous avons déjà vu (fig. V.6 et V.7) les résultats correspondants. Du fait de leur utilisation pour cet ajustement, ces résultats pourraient être considérés comme particulièrement satisfaisants ; les figures V.22 et V.23 montrent qu'il n'en est rien, et que l'accord est d'une qualité comparable pour un grand nombre de données, et au moins aussi bon que celui obtenu à l'aide de potentiels phénoménologiques moyens, du type de celui défini par Becchetti et Greenlees [20]

En particulier, les potentiels phénoménologiques moyens ne permettent absolument pas de rendre compte de la diffusion sur les cibles légères ($A \lesssim 40$). Il faut, pour obtenir un accord, assez insatisfaisant d'ailleurs, modifier sensiblement les paramètres, spécialement les paramètres géométriques (fig. V.24). Les calculs microscopiques utilisant la même interaction que pour les noyaux lourds, représentent une amélioration sensible, comme l'indique la figure V.25. Toutefois, les résultats restent d'une qualité très inférieure à celle que l'on atteint pour les noyaux moyens ou lourds: si les données expérimentales de ^{18}O et ^{20}Ne sont encore bien reproduites, à l'exception des asymétries aux angles arrière, on ne peut obtenir d'accord satisfaisant pour certains autres noyaux (^{40}Ca, ^{24}Mg, ^{28}Si) qu'en diminuant le facteur de normalisation du terme imaginaire d'environ 10 % (fig. V.26) ; cette modification s'avère par contre insuffisante dans le cas des noyaux les plus légers [^{15}N, ^{16}O].

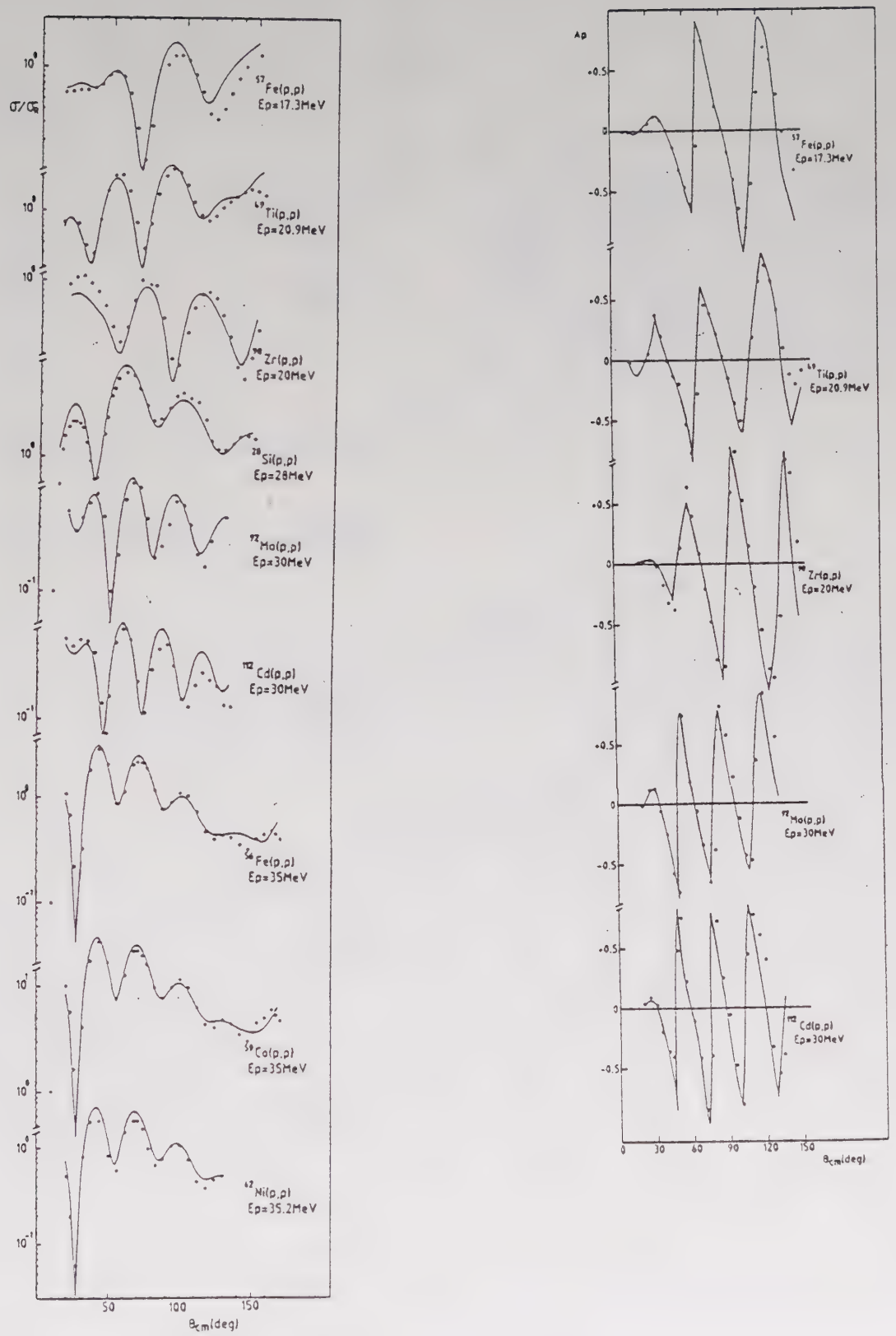


Fig. V.22. Sections efficaces et pouvoirs d'analyse de la diffusion élastique de protons. L'interaction utilisée est celle définie dans le tableau V.3, les densités celles du modèle de la gouttelette.

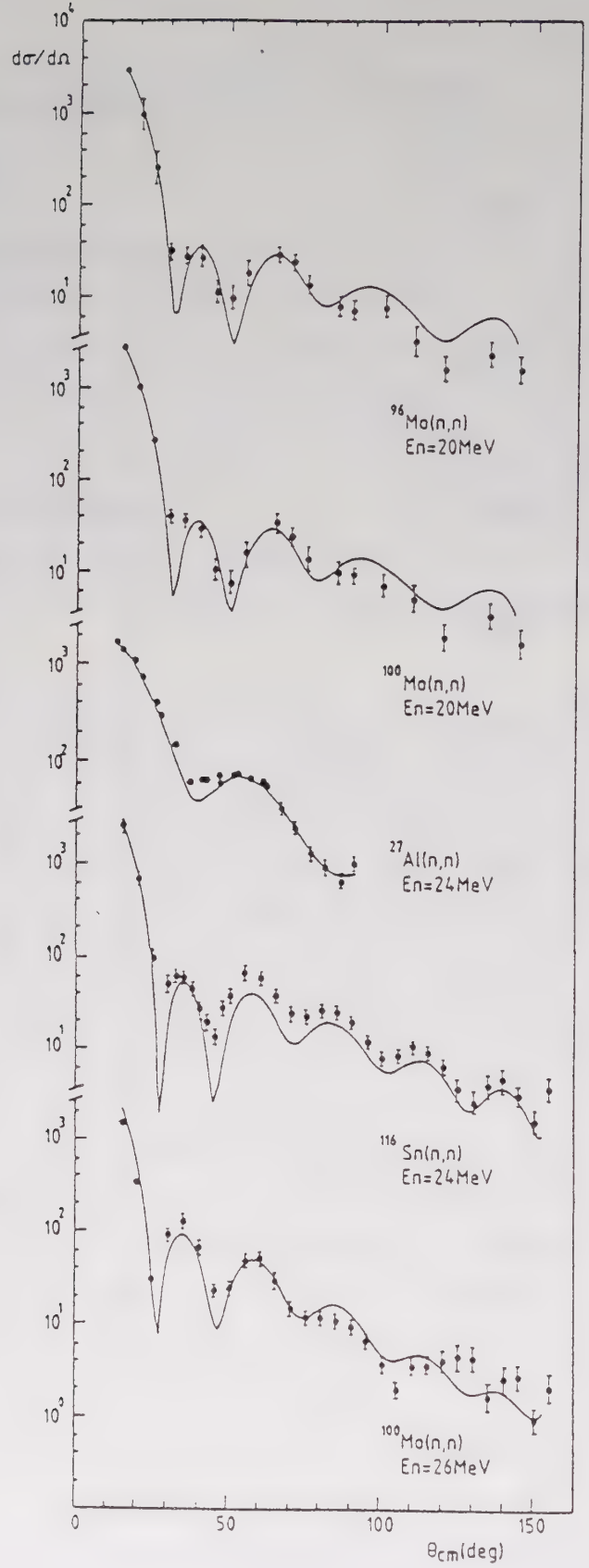


Figure V.23. Sections efficaces de la diffusion élastique de neutrons . L'interaction utilisée est celle définie dans le tableau V.2, les densités celles du modèle de la gouttelette.

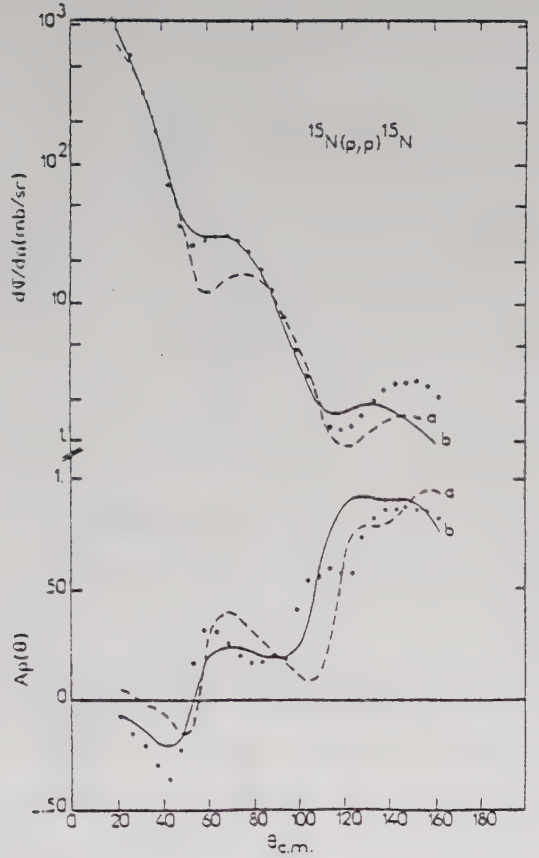


Fig. V.24. Comparaison des résultats obtenus pour ^{15}N avec différents potentiels phénoménologiques ; les courbes a et b correspondent à deux ajustements différents pour ^{15}N. Pour comparaison, on a indiqué dans le tableau les paramètres correspondant au potentiel moyen de Becchetti et Greenlees [20]

	V_r	R_r	a_r	V_v	V_S	R_I	a_I	V_{LS}	R_{LS}	a_{Ls}
a	46,5	1,13	0,58	0	8,3	1,13	0,5	5,5	1,13	0,57
b	52,8	1,05	0,77	0	5,5	1,42	0,48	3,11	0,8	0,49
BG	48,9	1,17	0,75	2,69	6,47	1,32	0,55	6,2	1,01	0,75

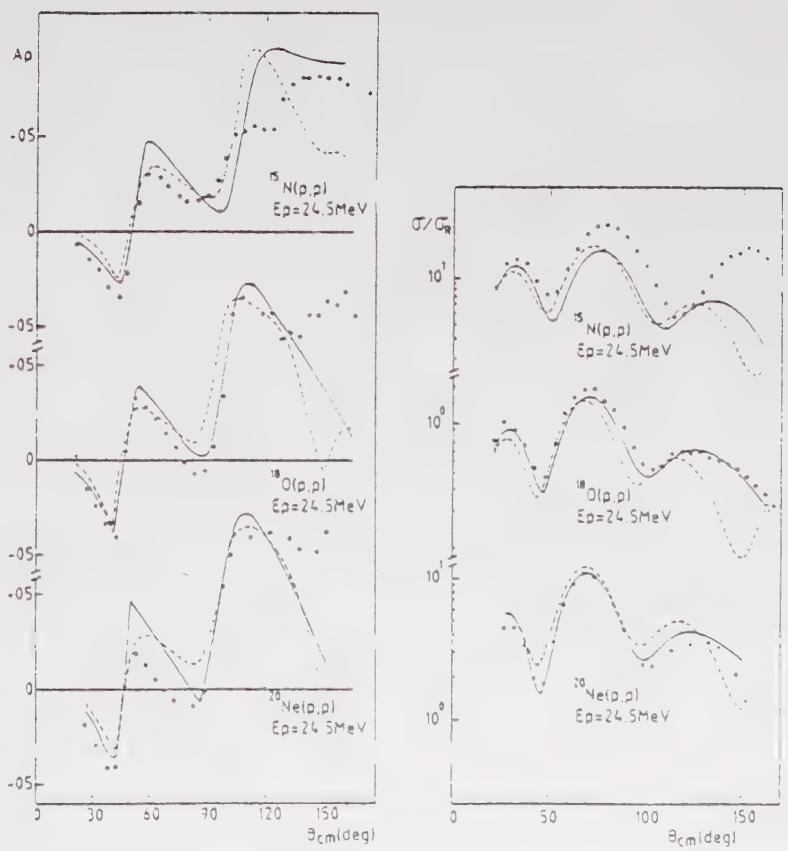


Fig. V.25. Comparaison des résultats obtenus pour différents noyaux légers avec le potentiel microscopique (trait continu) et avec le potentiel phénoménologique moyen de Becchetti et Greenlees [20]

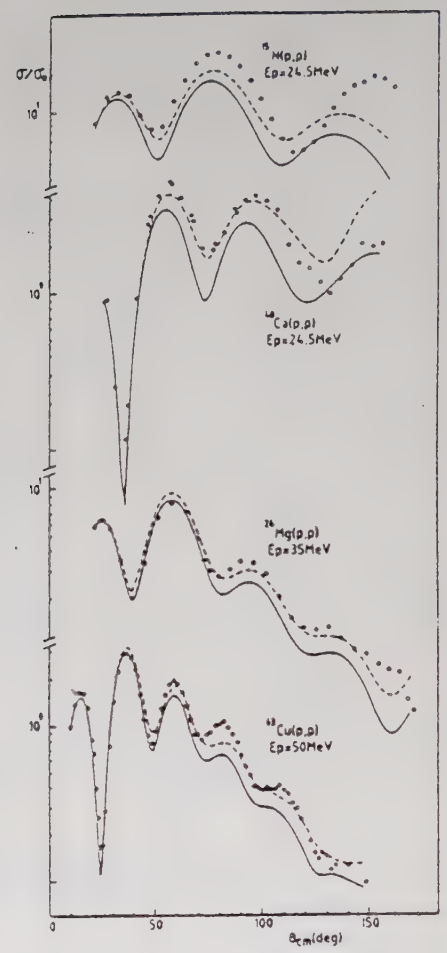


Fig. V.26. Effet d'une modification du facteur de normalisation du terme imaginaire : en trait continu, les résultats correspondant à la valeur P_i habituelle $P_i = 1.4(1-0.015E)$, en trait discontinu, les résultats correspondant à $P_i = 1.3(1-0.015E)$.

Notons que, aux énergies les plus élevées, l'accord peut se trouver sensiblement amélioré, même pour des noyaux plus lourds, par une modification du même type (diminution du poids du terme imaginaire) (fig. V.26).

La comparaison avec les sections efficaces totales de réaction, bien que plus fragmentaire en raison du nombre assez réduit de données expérimentales disponibles, permet cependant de constater un accord satisfaisant : en particulier, la variation des sections efficaces de réaction en fonction de l'énergie est bien reproduite ; mais les sections efficaces calculées sont souvent un peu trop fortes, surtout dans les régions d'énergie les plus élevées (fig. V.27)

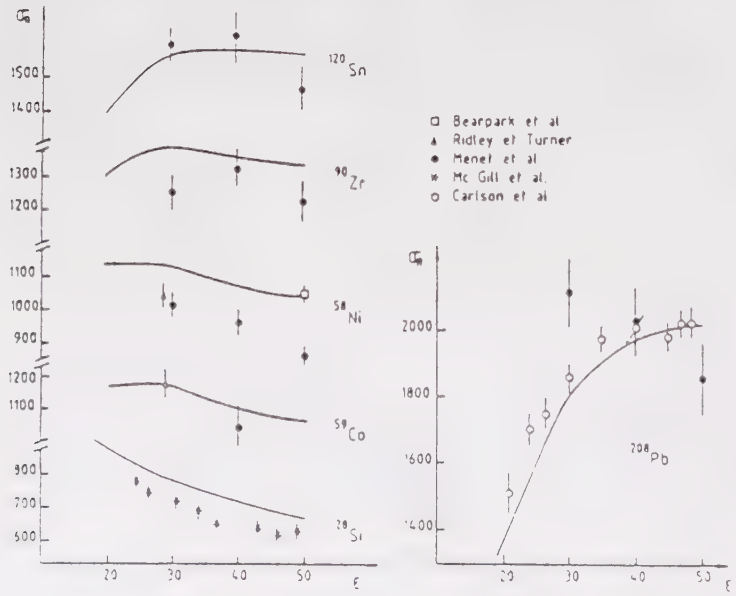


Fig. V.27. Sections efficaces de réaction en fonction de l'énergie des protons incidents. La courbe correspond aux paramètres du Tableau V.1, les points, à divers résultats expérimentaux.

V.3.2. Intérêt des potentiels microscopiques pour la diffusion élastique.

Les résultats présentés ci-dessous montrent qu'une description microscopique telle que celle utilisée ici permet de rendre compte des propriétés générales de la diffusion élastique. Mais il ne saurait être question de prétendre décrire ainsi de façon détaillée les phénomènes de diffusion sur n'importe quelle cible : on vient de voir que les résultats pour les noyaux légers restent médiocres, et il en est de même pour certains noyaux plus lourds.

Cependant ces échecs eux-mêmes présentent un intérêt en ce qu'ils signalent précisément les déviations par rapport au phénomène habituel et peuvent permettre ainsi la mise en évidence de caractéristiques masquées par les ajustements phénoménologiques. C'est ainsi qu'ils ont servi de point de départ à l'analyse de la forte anomalie aux grands angles mise en évidence expérimentalement dans la diffusion de protons [126] : à partir de 20 MeV, la section efficace de certains noyaux présente un maximum prononcé aux angles arrière : cet effet encore présent dans la région 40-50 MeV, est particulièrement visible dans deux régions de masse centrées juste au-dessous de ^{16}O et ^{40}Ca. La comparaison des données expérimentales avec les résultats d'un calcul microscopique permet, non seulement de mettre en évidence le pic à l'arrière, généralement bien visible, mais encore de constater qu'il s'accompagne dans un certain nombre de cas d'une augmentation de la section efficace même aux angles intermédiaires (60°-120°) (fig. V.28)

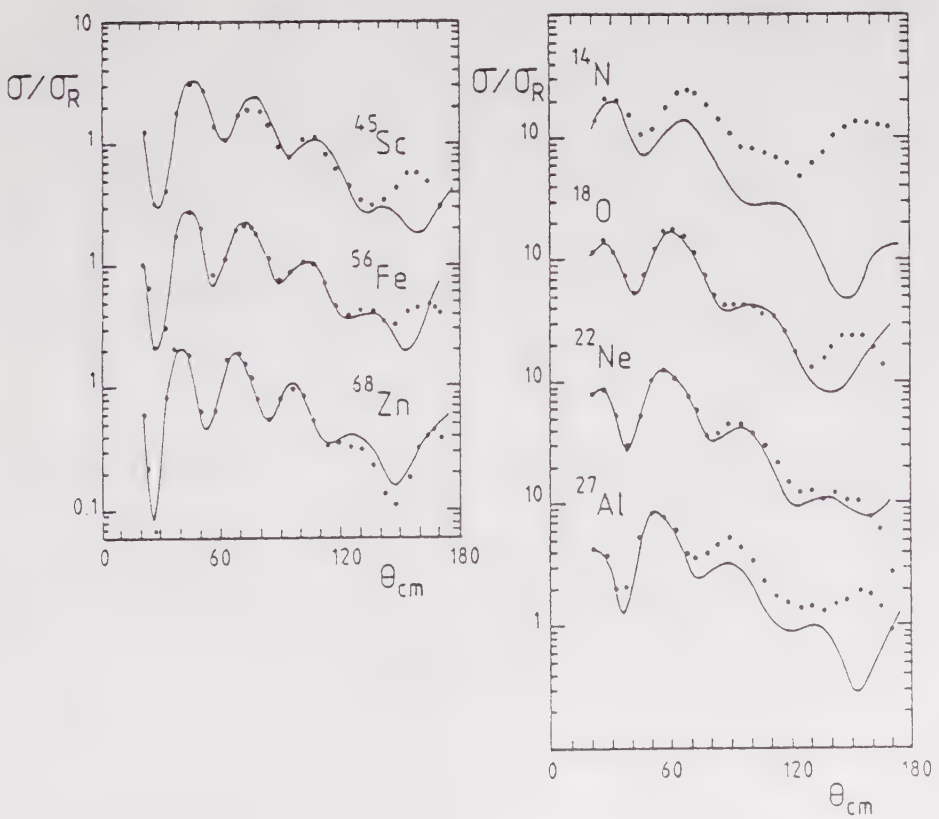


Fig. V.28. Sections efficaces différentielles de la diffusion élastique de protons de 35 MeV. Les courbes correspondent à un calcul microscopique

Un autre intérêt du calcul microscopique par rapport aux analyses phénoménologiques apparaît lorsque l'on compare les fonctions d'onde obtenues dans différents types de calcul de modèle optique. La figure V.29 permet de comparer les fonctions d'onde optiques séparées en partie réelle et imaginaire obtenues dans des calculs phénoménologiques ou dans des calculs microscopiques utilisant un potentiel local équivalent, à celles que fournit le calcul non local exact (dit "FNL").

On voit que les fonctions d'onde correspondant aux deux approximations locales (ECH 1, approximation de portée nulle et ECH 2, approximation quadratique) ont un comportement proche de celles correspondant au calcul FNL ; par contre, par rapport aux fonctions d'onde phénoménologiques à l'intérieur du noyau, elles présentent une atténuation et un déphasage importants qui subsistent jusque dans la région de la surface et dont l'effet sur les calculs de diffusion inélastique pourrait être important. Notons qu'ici aussi l'approximation ECH2 apparaît plus favorable que ECH 1, la fonction d'onde correspondante se rapprochant sensiblement plus du cas FNL, surtout dans la zone essentielle de la surface du noyau.

V.4. LA DIFFUSION ELASTIQUE COMME OUTIL D'ETUDE DES PROPRIETES DU NOYAU

V.4.1. Libre parcours moyen.

A partir du potentiel imaginaire qui représente globalement l'absorption due au noyau, on peut tenter d'étudier plus précisément le comportement du projectile dans celui-ci. L'information la plus simple à obtenir à partir du potentiel optique est celle de son libre parcours moyen (lpm) ; la probabilité d'absorption utilisée par DeVries et Di Giacomo [127] fournirait sans doute une description plus exacte et plus détaillée, en mettant en évidence les variations d'absorption en fonction du paramètre d'impact mais, moyennant quelques précautions, le libre parcours moyen reste un outil commode pour une description simple de la transmission des projectiles à travers le noyau.

La figure V.30 montre les résultats obtenus par différents auteurs au centre du noyau, dans une large gamme d'énergie. Kikuchi et Kawaï [100], après avoir calculé la section efficace moyenne de réaction dans le noyau à partir de l'interaction N-N libre, mais en tenant compte du blocage de Pauli, en ont déduit le libre parcours moyen par la relation

$$\lambda = \frac{1}{\rho<\sigma>} \qquad (V.3)$$

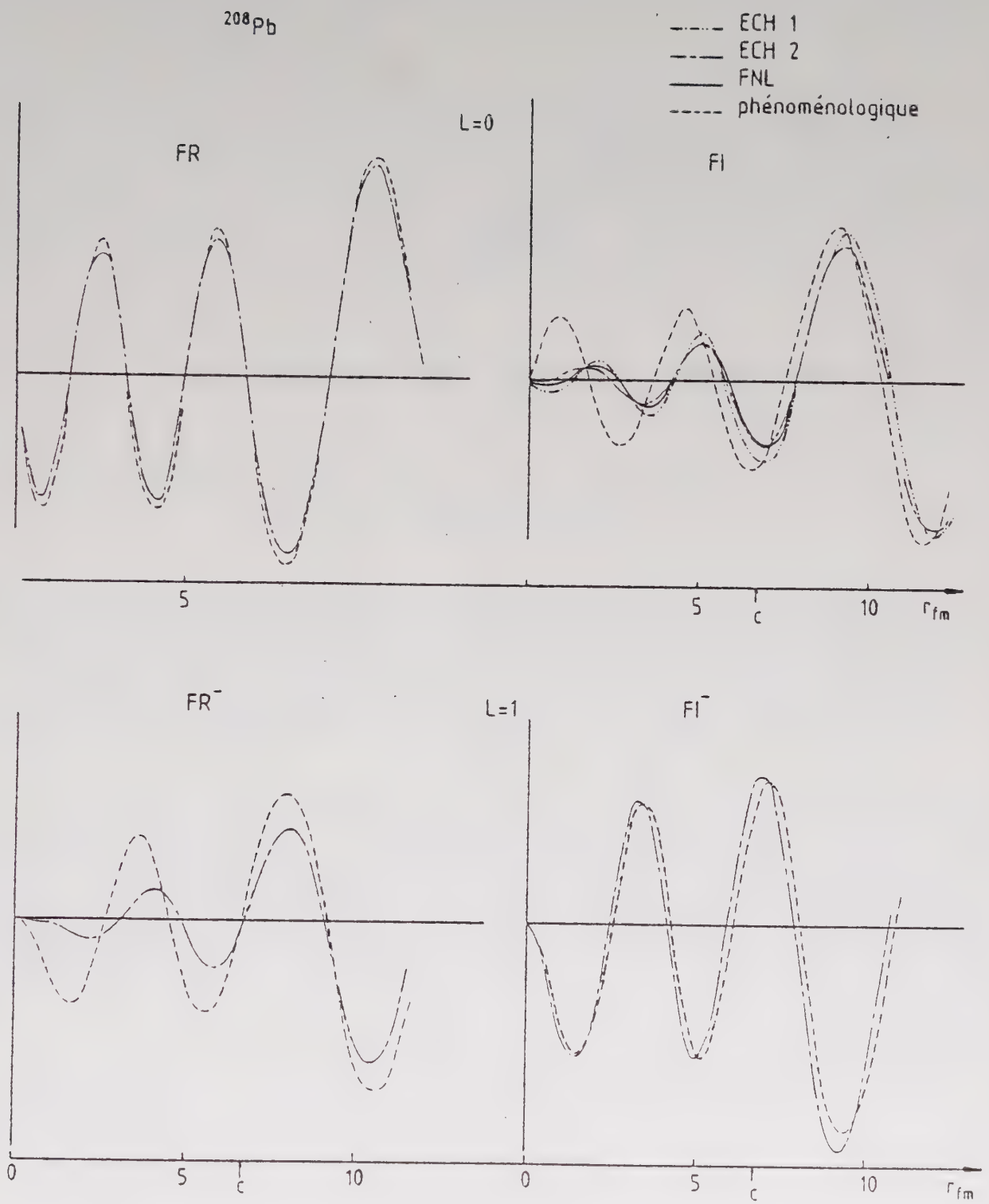


Fig. V.29. Comparaison des fonctions d'onde (pour les ondes partielles L=0 et L=1) obtenues dans différents types de calculs, calcul non-local complet (FNL), approximation de portée nulle (ECH1), approximation quadratique en moments (ECH2), calcul phénoménologique.

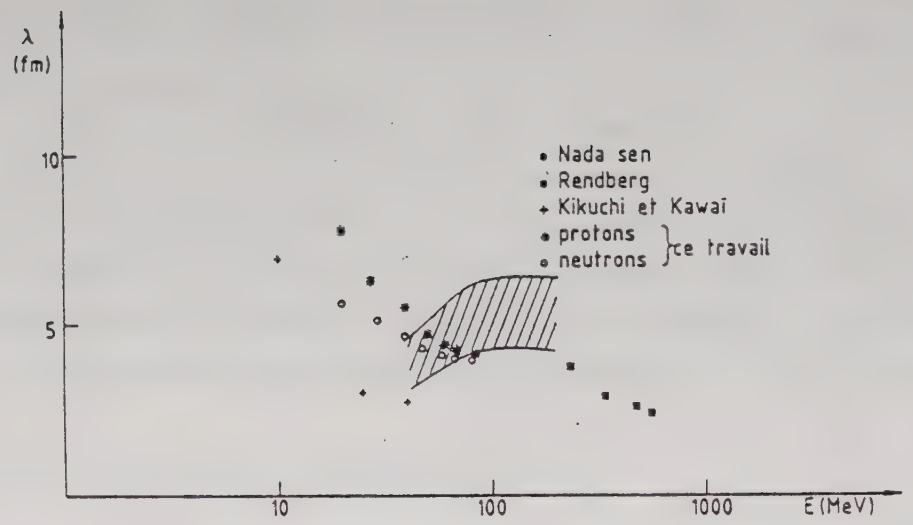


Fig. V.30. Libre parcours moyen des projectiles au centre du noyau en fonction de l'énergie incidente.

ceci pour des projectiles dont l'énergie incidente varie d'environ 10 MeV à plusieurs centaines de MeV. Ils en déduisent que le libre parcours moyen passe de 4 à 5 fm, pour une énergie incidente de 20 MeV, à 3 fm environ au-delà de 500 MeV. Quand le projectile atteint une énergie de 1 GeV, λ ne vaut plus que 1,5 fm.

De leur côté, ayant déterminé des potentiels phénoménologiques par l'analyse de données expérimentales de diffusion élastique de protons dans un domaine d'énergie de 40 à 180 MeV, Nadasen et ses collaborateurs [108], en déduisent des sections efficaces de réaction σ_R, puis des transparences du noyau, et enfin des libres parcours moyens à l'aide des relations

$$\sigma_R = \pi R^2 (1-V_c/E)(1-T)$$
$$T = \frac{1 - (1+2KR)e^{-2KR}}{2K^2R^2} \qquad (V.4)$$
$$R = R_n + \lambda$$

où K représente le coefficient d'absorption (inverse du libre parcours moyen λ_m), λ la longueur d'onde réduite de de Broglie et R_n le rayon d'absorption nucléaire, choisi d'après les résultats d'ajustements sur des sections efficaces de réaction expérimentales.

Ils obtiennent ainsi des libres parcours moyens de l'ordre de 5 fm

entre 100 et 200 MeV, c'est-à-dire plus grands que ceux proposés en général dans la littérature.

En ce qui nous concerne, nous avons utilisé la relation (V.3), ou ce qui revient au même dans le cas de nos calculs la relation $\lambda_m = \frac{\hbar}{2} \frac{v}{W}$ pour déterminer le libre parcours moyen , non seulement au centre, mais en chaque point du noyau ; en effet, comme le montre la figure V.31, sa valeur varie sensiblement en fonction du rayon. Une discussion en termes de libre parcours moyen n'a donc de sens que si l'on précise la région du noyau considérée.

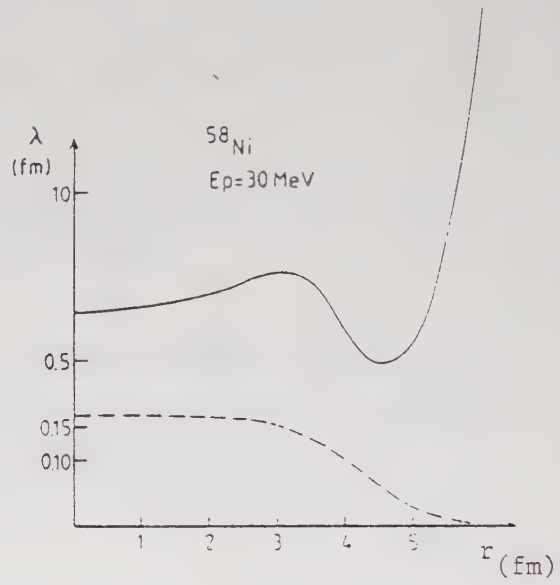


Fig. V.31. Libre parcours moyen local du projectile à l'intérieur du noyau.

Au centre du noyau, on voit (fig. V.30) que nos résultats se raccordent assez bien à ceux de Nadasen, mais se différencient nettement de ceux de Kikuchi et Kawaï. Cette différence est probablement due au fait que ceux-ci ont utilisé dans leurs calculs la section efficace de réaction de deux nucléons libres, très différente de celles qui existe au centre du noyau. Les calculs de DeVries et Di Giacomo [128], qui ont recalculé la section efficace totale nucléon-nucléon dans le noyau conduisent à des valeurs intermédiaires, soit des libres parcours moyens de 6 à 7 fm à 20 MeV et de 4 à 5 fm à 30 MeV au centre du noyau. Par contre dans la région de la surface, les libres parcours moyens ainsi calculés sont plus courts que ceux que nous obtenons.

Sur le potentiel optique, cela se traduit par une différence de forme : les potentiels imaginaires obtenus à partir de résultats de DeVries et DiGiacomo, sont des potentiels de volume atteignant 9 à 10 MeV pour des protons incidents de 30 MeV, mais décroissant rapidement à la surface, soit une forme assez différen

des formes usuelles, au contraire de nos potentiels où un pic de surface est encore apparent à 30 MeV. Malgré la diversité de ces résultats, une conclusion commune apparaît clairement :

A basse énergie, le projectile pénètre plus profondément dans le noyau du fait du principe de Pauli qui limite l'absorption ; d'où l'intérêt des diffusions de basse énergie pour l'exploration, non de la surface du noyau [134], fort bien étudiée par les diffusions à une énergie intermédiaire [35, 129] mais de la région centrale opaque aux énergies élevées.

V.4.2. Etude des densités à l'intérieur du noyau

C'est ainsi que nous avons étudié [130] la densité de matière à l'intérieur du noyau à l'aide de la diffusion de protons de 24,5 MeV, en utilisant le type de calculs qui vient d'être décrit.

Pour cela nous avons utilisé des procédures d'ajustement "indépendantes du modèle", devenues classiques dans l'analyse de la diffusion d'électrons, et déjà utilisées dans la diffusion de protons de haute énergie [131].

Plus précisément nous avons utilisé la méthode de Sick (SOG), c'est-à-dire que nous avons écrit la densité de neutrons sous la forme :

$$\rho_n(r) = \sum_i A_i \left| e^{-\left(\frac{r-R_i}{\gamma}\right)^2} + e^{-\left(\frac{r+R_i}{\gamma}\right)^2} \right|$$

où γ représente la largeur des fonctions d'onde radiales provenant de calculs de Hartree-Fock ; nous avons utilisé les valeurs de γ adoptées par Sick et une somme de i = 10 gaussiennes en général . Les i valeurs du paramètre de rayon R_i sont choisies au hasard.

Les densités de protons des noyaux étudiés sont fournies par l'analyse des données de diffusion d'électrons, via la densité de charge.

Par ajustement sur les données expérimentales de diffusion élastique de protons, on détermine les i paramètres A_i. Si l'on effectue successivement ces ajustements pour un grand nombre (ici une trentaine) d'ensembles de rayons R_i, on obtient une série de densités d'essai, dont l'enveloppe représente l'incertitude sur la densité.

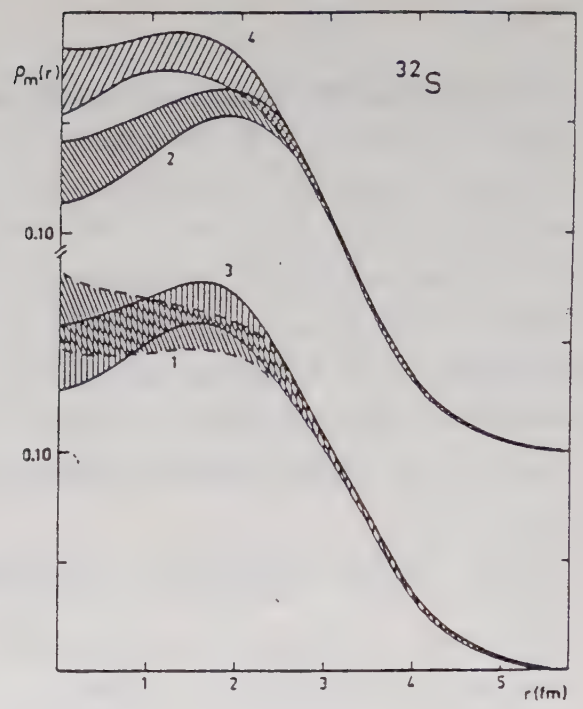


Fig. V.32. Enveloppe des densités d'essai déduites pour ^{32}S à partir de différentes interactions.

La figure V.32 présente les enveloppes des densités d'essai pour ^{32}S, et pour différentes interactions, obtenues par de petites variations des paramètres de l'interaction définie au paragraphe V.1. On voit que, à la surface, les densités sont insensibles au choix de l'interaction, et tout à fait comparables à celles obtenues à haute énergie. Par contre, à l'intérieur du noyau, la valeur des densités diffère sensiblement suivant l'interaction utilisée ; toutefois les différentes enveloppes ont une largeur équivalente:cette largeur est de trois à cinq fois plus étroite que celle déduite des analyses de diffusion de protons de 600 et 1000 MeV [132, 133]

Ces résultats confirment donc à la fois l'intérêt de la diffusion de protons de basse énergie pour l'étude de l'intérieur du noyau et la nécessité de définir plus précisément l'interaction effective à ces énergies.

Notons aussi que, pour obtenir la meilleure précision possible, il convient de disposer de données aux très grands angles comme le montre la fig. V.33. Le fait de se limiter aux angles avant élargit notablement l'enveloppe des densités d'essai.

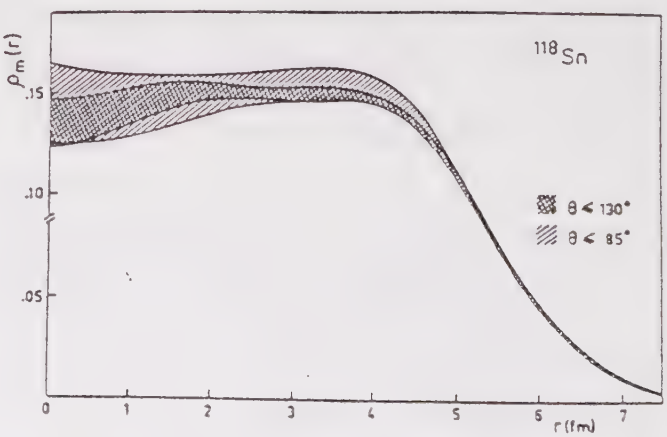


Fig. V.33. Enveloppe des densités d'essai obtenues par ajustement sur des distributions angulaires limitées à 130° et 85°.

RESUME ET CONCLUSION

Dans le domaine d'énergie considéré ici (20-40 MeV environ) les données expérimentales sont nombreuses mais souvent limitées aux noyaux de A > 40, en raison de l'échec évident du modèle optique macroscopique pour les noyaux légers. Aussi nous sommes-nous proposé de réexaminer les données de diffusion élastique, y compris pour les noyaux légers, dans une approche microscopique. Nos résultats expérimentaux correspondent à des noyaux répartis sur toute la table des masses, pour lesquels on dispose à la fois de sections efficaces et des pouvoirs d'analyse, et présentent l'intérêt d'étendre les données disponibles dans la région des noyaux légers.

L'analyse systématique dans un modèle microscopique de ces données, ainsi que de celles collectées dans différents autres laboratoires, dans des domaines d'énergie voisins, a été menée en tenant compte de deux types de préoccupation : d'une part, obtenir une description aussi précise et systématique que possible de la diffusion élastique, en vue des avantages que cela présenterait pour l'analyse des expériences menées parallèlement (diffusion inélastique notamment), d'autre part, tenter d'en extraire des renseignements sur l'interaction effective nucléon libre-nucléon lié.

A ces faibles énergies, deux problèmes essentiels se posent par rapport aux collisions de haute énergie : d'une part, le principe de Pauli limite considérablement les possibilités d'interaction du projectile avec les nucléons liés dans le noyau, d'autre part, il ne peut être question de négliger l'antisymétrisation entre projectile et nucléon-cible, ce qui rajoute au potentiel un terme non local.

Ce dernier problème est le plus souvent résolu en remplaçant le terme non local par un potentiel local équivalent, que l'on définit à partir d'une approximation de portée nulle de l'interaction N-N. Cependant, au-dessous d'une soixantaine de MeV, cette approximation ne peut être considérée comme très

précise. Nous avons donc utilisé une approximation quadratique en moments, qui s'est avérée reproduire beaucoup mieux les résultats du calcul non local exact, ceci à la fois sur les observables et sur les fonctions d'onde optiques à l'intérieur du noyau.

Quant à l'inhibition des réactions à l'intérieur du noyau par le principe de Pauli, elle contribue à déqualifier l'interaction N-N libre pour ce type de problème, et à la remplacer par une interaction effective, encore assez mal connue à ces énergies. C'est pourquoi nous avons mis à profit le grand nombre de données expérimentales pour déterminer une interaction effective sous une forme analytique relativement simple, facile à employer lors d'analyses systématiques. Le large domaine de masse et d'énergie couvert par les données permet de s'affranchir des particularités propres à un noyau donné et de déterminer l'évolution de l'interaction en fonction de l'énergie.

L'interaction ainsi construite, si elle présente quelques insuffisances qui pourraient d'ailleurs être surmontées (meilleure représentation des termes impairs; utilisation d'une section efficace moyenne de réaction plus réaliste) possède bien les caractéristiques générales prévues pour ce type d'interaction en particulier en ce qui concerne la variation des différents termes avec l'énergie, et se compare favorablement aux interactions déduites de calculs beaucoup plus sophistiqués. Elle présente sur ces dernières l'avantage pratique de permettre une analyse des données expérimentales à la fois satisfaisante et assez simple.

Un des intérêts d'une telle description systématique de la diffusion élastique, dépourvue des ambiguïtés des potentiels phénoménologiques classiques, apparaît lors de l'étude des réactions, où les fonctions d'onde optique constituent une des entrées dans les approches de type DWBA ou voies couplées : nous avons vu que les fonctions d'onde ainsi obtenues, très proches de celles résultant du calcul non local exact, présentaient à l'intérieur et à la surface du noyau des différences sensibles par rapport à celles des analyses phénoménologiques.

Ces analyses ont aussi permis de confirmer l'intérêt de la diffusion de protons de basse énergie pour l'étude de l'intérieur du noyau, en parfait accord avec l'absorption très réduite de ces protons de basse énergie due au principe de Pauli : si donc l'interaction effective est suffisamment bien connue, on peut raisonnablement espérer tirer des informations quantitatives sur la répartition des nucléons à l'intérieur du noyau.

Annexe 1

DERIVATION FORMELLE DU POTENTIEL OPTIQUE

En accord avec les calculs théoriques récents sur l'effet de l'antisymétrisation dans une théorie de diffusion multiple [47, 48] nous considérons le potentiel optique comme une somme de termes du type :

$$\langle k'_o K'_A o | t_D + t_E | k_o K_A o \rangle \ .$$

K_A représente l'impulsion de la cible composée de A nucléons, (A-1) d'entre eux étant spectateurs de la collision entre le projectile o et un nucléon cible (noté 1).

t_D et t_E représentent les interactions effectives N-N dans les termes directs et d'échange ; t_D est une interaction locale :

$$\langle r'_o r_1 | t_D | r'_o r'_1 \rangle = \delta(r_o - r'_o)\ \delta(r_1 - r'_1)\ f(|r_o - r_1|) \qquad (1.1)$$

soit dans l'espace des moments

$$\langle k_o k_1 | t_D | k'_o k'_1 \rangle = \delta(k_o + k_1 - k'_o - k'_1)\ f(q) \qquad (1.2)$$

avec

$$q = k'_o - k_o = k_1 - k'_1 \ .$$

L'interaction t_E dans l'échange s'en déduit par action de l'opérateur d'échange qui en échangeant les particules 0 et 1 dans la voie de sortie, transforme le moment transféré q en la somme Q des moments relatifs dans les voies d'entrée et de sortie. On obtient :

$$\langle r_o r_1 | t_E | r'_o r'_1 \rangle = \delta(r_o - r'_1)\ \delta(r_1 - r'_o)\ f(|r_o - r_1|) \qquad (1.3)$$

$$\langle k_o k_1 | t_E | k'_o k'_1 \rangle = \delta(k_o + k_1 - k'_o - k'_1) f(Q) \qquad (1.4)$$

avec

$$Q = k_1 - k'_o$$

A partir de là, le terme direct du potentiel optique se calcule de la façon habituelle [32] , et l'on obtient le potentiel local de convolution bien connu :

$$V_D(r) = \rho(r')t(r-r')dr'$$

Le terme d'échange s'écrit quant à lui

$$v_E=\langle k_o'K_A'0|t_E|k_oK_A0\rangle=2\pi^{-6}\int dr_o dr_1..dr_A\, e^{-ik_o'r_o'} e^{-iK_A'\frac{r_1'+r_2+\ldots+r_A}{A}} \qquad r_o e^{iK_A\frac{r_1+\ldots+r_A}{A}}$$

$$\phi_o^*(\xi_1'\xi_2\ldots\xi_n)\phi_o(\xi_1,\xi_2\ldots\xi_n) \qquad (1$$

où les ξ représentent les (A-1) coordonnées de Jacobi internes de la cible, qu'on peut exprimer en fonction de r_1(ou r_1')...r_A, soit encore, en tenant compte de (3.3 et en introduisant R_2, correspondant au centre de masse des (A-1) particules spectratrices :

$$\langle k_o'K_A'0|t_E|k_oK_A0\rangle = \int dr_o dr_1 dR_2 d\xi_r d\xi_A\, e^{-iK_A'\frac{r_o+(A-1)R_2}{A}} t_E(|r_o-r_1|)e^{ik_or_o} e^{-iK_A\frac{r_1+(A-1)R_2}{A}}$$

$$\phi_o^*(r_o)r_2,\ \xi_2,\ \xi_{A-1})\ \phi_o(r_1-R_2,\xi_2\ldots\xi_{A-1}) \qquad ($$

D'où

$$v_E = (2\pi)_n^{-6}\int dr_o dr_1 dR_2\, e^{+i(k_o'\frac{K_A}{A})r_o} e^{-i(k_o'\frac{K_A}{A})r_1} e^{i(k_o'-\frac{K_A}{A})r_1} e^{i(K_A-K_A')\frac{A-1}{A}R_2} t_E(r_o-r_1)\rho(r_o-R_2,r_1-R_2)\,.$$

(

Si nous introduisons maintenant le changement de variable :

$$\left.\begin{aligned} r_o &= R + \frac{A}{A+1}\alpha \\ r_1 &= R + \frac{A}{A+1}\beta \\ R &= \frac{(A-1)R_2+R_o+r_1}{A+1} \end{aligned}\right\} \qquad ($$

avec l'impulsion relative entre le projectile et la cible $k = \frac{Ak_o-K_A}{A+1}$ et l'impulsion totale $K = k_o + K_A$ l'expression (II-1) s'écrit :

$$v_E = \frac{A^2}{A^2-1}(2\pi)^{-6}\int d\alpha d\beta dR\, e^{-i(K-K')R} e^{i(k-k')} t_E\left[\frac{A}{A+1}(\alpha-\beta)\right]\rho\left[\frac{A^2}{A^2-1}\alpha+\frac{A^2}{A^2-1}\beta\frac{A}{A^2-1}\alpha\frac{A^2}{A^2-1}\beta\right]$$

(1

Quel que soit le noyau, nous pourrons négliger les facteurs du type $\frac{A}{A^2-1}$, $\frac{A^2}{A^2-1}$, et même $\frac{A}{A+1}$, et écrire :

$$v_E = (2\pi)^{-3}\delta(K-K')\int d\alpha d\beta \; e^{i(k\alpha-k\beta)} t_E(\alpha-\beta)\rho(\alpha,\beta) \qquad (1.11)$$

où l'on reconnaît la conservation de l'impulsion totale, et la transformée de Fourier d'un terme du type :

$$t(|r-r'|)\rho(r,r') .$$

Annexe 2

LA DIFFUSION PAR UN POTENTIEL NON LOCAL

Si l'on développe en ondes partielles la fonction d'onde optique :

$$\psi(r_o,\xi) = \sum_{LM} \frac{\psi_L(r)}{r} i^L Y_L^m(\bar{r}) \qquad (2.1)$$

et que l'on introduit le multipôle k_L du potentiel non local V_{NL} défini par :

$$k_L(\vec{r},\vec{r}') = 2\pi rr' \int_{-1}^{+1} \bar{V}_{NL}(\vec{r},\vec{r}') P_L(u)\,du \qquad (2.2)$$

avec $u = \cos\theta$

$$\bar{V}_{NL}(\vec{r},\vec{r}') = \frac{2m}{\hbar^2} V_{NL}(\vec{r},\vec{r}')$$

l'équation (1.7) devient :

$$\frac{d^2\psi_L(r)}{dr^2} + \left|k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \overline{V_D(r)}\right| \psi_L(r) - \int_o^\infty k_L(r,r')\psi_L(r')dr' = 0. \qquad (2.3)$$

Pour calculer $k_l(r,r')$ on pourra, si leur forme le permet, utiliser un développement multipolaire de l'interaction et de la densité $\rho(r,r')$:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r},\vec{r}') &= \Sigma(2\ell+1)\ \rho_\ell(r,r')\ P_\ell(u) \\ t_E(\vec{s}) &= \Sigma(2\lambda+1)\ t_\lambda(r,r')\ P_\lambda(u) \end{aligned} \qquad (2.4)$$

il vient :

$$k_L(\vec{r},\vec{r}') = 2\pi rr' \sum_{\ell\lambda} (2\ell+1)(2\lambda+1)\rho_\ell(r,r')t_\lambda(r,r') \int_{-1}^{+1} P_\ell(u)P_\lambda(u)P_L(u)\ du$$

or :

$$\int_{-1}^{+1} P_\ell(u)\ P_\lambda(u)\ P_L(u)du = 2\begin{pmatrix}\ell L\lambda\\ 000\end{pmatrix}^2$$

d'où

$$k_L(r,r') = 4\pi rr' \sum_{\ell\lambda} (2\ell+1)(2\lambda+1)\rho_\ell(r,r')t_\lambda(r,r') \begin{pmatrix}\ell L\lambda\\ 000\end{pmatrix}^2 \qquad (2.5)$$

Les multipôles de $\rho(\vec{r},\vec{r}')$ peuvent être calculés à partir des fonctions d'onde de particules indépendantes dans le noyeau : $\phi_i(\vec{r}) = u_{n\ell j}(r)\ Y_\ell^m(\hat{r})$. En effet, $\rho(\vec{r},\vec{r}')$ se définit comme :

$$\rho(\vec{r},\vec{r}') = \sum_i \phi_i^*(\vec{r})\ \phi_i(\vec{r}') \tag{2.6}$$

soit dans le cas de couches complètes :

$$\rho(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \sum_\ell (2\ell+1) \sum_{nj} U_{n\ell j}(r) U_{n\ell j}(r') P_\ell(u). \tag{2.7}$$

Dans ce cas le multipôle $\rho_\ell(r,r')$ s'écrit :

$$\rho_\ell(r,r') = \frac{1}{4\pi} \sum_{nj} U_{n\ell j}(r)\ U_{n\ell j}(r'). \tag{2.8}$$

On obtient ainsi un développement fini, le ℓ qui intervient étant celui du modèle en couches.

Si l'on peut calculer les multipôles $t_\lambda(r,r')$ de l'interaction (ce qui est le cas en particulier pour un terme de Yukawa qui est la forme d'interaction que nous avons utilisée), on peut alors calculer $k_L(r,r')$, le porter dans (2,3) et résoudre par itérations.

Annexe 3

L'AJUSTEMENT DE L'INTERACTION UTILISEE DANS L'ECHANGE

1. L'approximation du terme central

Il s'agit d'approximer l'interaction d'échange (de la même forme que celle utilisée dans le terme direct) par une parabole. Si cette approximation ne doit être utilisée que dans un certain domaine de moments, l'approximation optimale sera différente suivant la région considérée.

Or chaque point du noyau correspond à une zone de moments définie à partir de la valeur des moments α et β des particules en interaction, puisque :

$$Q = \alpha^2 + \beta^2 - 2\,\alpha\,\beta\cos\theta \qquad (3.1)$$

où θ peut prendre une valeur quelconque. On doit donc en principe réajuster l'approximation à chaque pas du calcul.

Pour cela, on ajustera l'approximation g(x) sur la forme exacte de l'interaction (par une méthode de moindre carré) dans la zone définie par (2.1), en supposant isotrope la répartition des moments. Cet ajustement devient particulièrement rapide si l'interaction utilisée est composée (comme c'est en général le cas dans nos calculs), d'une somme de Yukawas.

En effet, le terme central de l'interaction effective s'écrira dans l'espace des moments :

$$w(q) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\vec{q}\vec{r}}\, v(\vec{r})\, d\vec{r} \qquad (3.2)$$

d'où, en utilisant

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell}\, j_{\ell}(qr)\, P_{\ell}(\cos\theta)$$

et

$$\int_{-1}^{+1} P_\lambda\, P_\gamma\, du = \frac{2}{2\lambda+1}\delta_{\lambda\gamma} \qquad w(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} v(r)\, jo(qr) r^2 dr \qquad (3.3)$$

soit pour un terme de Yukawa :

$$v(r) = V \frac{e^{-r/\mu}}{r/\mu} \qquad W(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V^3}{1+\mu^2 q^2} \qquad (3.4)$$

Si l'on tient compte du potentiel coulombien, on a donc à ajuster $g(x) = a-bx^2$ (où $x = q^2$) sur la fonction

$$f(x) = \sum_i \frac{w_i}{1+p_i x} + \frac{c}{x} . \tag{3.5}$$

Dans ce cas, l'ajustement, c'est-à-dire la minimisation de $\int_o^\pi |f(x) - g(x)|^2$ peut se faire analytiquement et conduit aux valeurs :

$$b = \frac{3}{4} \frac{1}{\alpha^2\beta^2} (w_\ell \, x_o - w_x) \tag{3.6}$$

$$a = w_\ell + b \, x_o$$

avec

$$\left.\begin{aligned} w_\ell &= \frac{1}{4} \sum_i \frac{i}{\alpha\beta p_i} \log \frac{1+p_i(\alpha+\beta)^2}{1+p_i(\alpha-\beta)^2} + \frac{c}{2\alpha\beta} \log \frac{\alpha+\beta}{\alpha-\beta} \\ w_x &= \sum \frac{w_i}{p_i} - \frac{1}{p_i} \sum \frac{1}{4\,\alpha\beta\,p_i} \log \frac{1+p_i(\alpha+\beta)}{1+p_i(\alpha-\beta)} . \end{aligned}\right\} \tag{3.7}$$

On peut noter que la plage de moments à prendre en considération, assez étendue et située vers les "grands" moments ($Q \simeq 2$ fm), pour les zones intérieures du noyau se rétrécit tout en se déplaçant vers les moments faibles lorsqu'on se rapproche de la surface (fig. A.1). Les paramètres a et b prendront donc des valeurs plus importantes dans la région de la surface, donnant, malgré l'effet opposé de la densité, des contributions de l'échange plus importantes dans la zone de la surface ($0.2\ \rho_o < \rho < 0.9\ \rho_o$), zone où l'approximation est la plus valable.

Lorsque l'interaction se présente sous une autre forme et que la minimisation ne peut être menée analytiquement, le calcul de l'approximation à chaque pas devient très lourd ; on peut alors envisager de choisir pour approximation une seule parabole ajustée une fois pour toutes par la même méthode que précédemment dans un domaine de moments judicieusement choisi. Si l'on considère que l'importance de l'échange est la même en tous points du noyau, on peut définir l'approximation sur une vaste plage de moments (par exemple 0 à 2,5 fm^{-1}). Toutefois, il est raisonnable de penser d'une part qu'il existe une région du noyau où l'effet de l'échange est maximal et où il est donc préférable que l'approximation soit optimisée et d'autre part que dans les autres régions, cette même approximation, bien que moins bonne, reste satisfaisante.

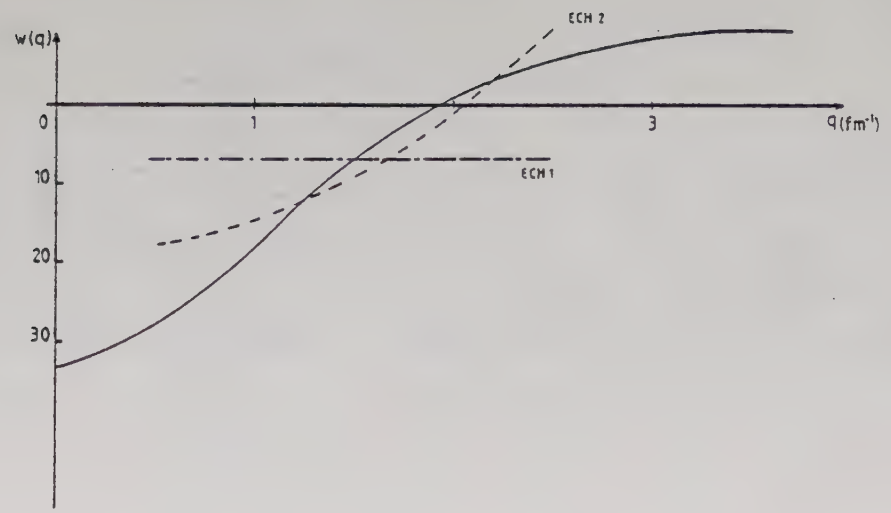


Fig. A-1. Comparaison de l'interaction et des deux types d'approximation : ECH1 - Approximation de portée nulle. ECH2 - Approximation quadratique.

Nous avons donc choisi d'optimiser l'interaction dans un domaine de moments correspondant à une valeur ρ_E de la densité considérée comme un paramètre qu'il nous faudra déterminer. Pour cela, nous avons comparé les résultats obtenus dans cette approximation pour différentes valeurs de ρ_E avec ceux des calculs "FNL" (cf. Chapitre III) ; il en résulte que l'accord optimal est obtenu lorsque l'on choisit un "rayon d'échange" correspondant à des densités telles que $\rho_E \simeq 0.6\ \rho_o$, soit dans la région de la surface où il est généralement admis que se produit l'échange.

Dans le cas général, cette deuxième méthode permet un gain de temps de calcul appréciable. Elle présente toutefois l'inconvénient d'introduire un paramètre supplémentaire (ρ_E). Dans la suite de nos calculs, nous avons toujours utilisé des interactions paramétrisées en Yukawa, ce qui nous a permis d'utiliser la 1ère méthode (où n'intervient aucun paramètre supplémentaire) sans augmenter notablement le temps de calcul.

2. L'approximation du terme LS

Dans l'espace des moments, l'élément de matrice de l'interaction LS s'écrit :

$$w_{LS}(q) = \frac{1}{2\pi^2}\ \frac{1}{q} \int_o^\infty w_{LS}(r)\ j_1(qr) r^3\ dr$$

soit pour une forme de Yukawa

$$t_{LS}(q) = \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{\pi^2} \frac{V_{LS}\,\mu_i^5}{(1+\mu_i^2 q^2)^2} .$$

Du fait de la courte portée de l'interaction LS, une approximation raisonnable consiste à remplacer $t_{SL}(q)$ par une constante α ce qui correspond à une force $\alpha \cdot \delta''(|r-r'|)$ dans l'espace de configuration, où

$$\alpha = 4\pi \sum_{i=1}^{2} \frac{V_{LS}\,\mu_i^5}{(1+\mu_i^2 q^2)^2} .$$

Annexe 4

Les tableaux ci-dessous présentent les résultats obtenus en utilisant les cibles gazeuses présentées au chapitre I.

Les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques.

Si Y représente le nombre de coups total et F le bruit de fond :

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{Y}} \sqrt{1 + \frac{2F}{Y-F}}$$

$$dA_p = \frac{1}{P_F} \frac{1}{\sqrt{Y}} \sqrt{1 + \frac{2F}{Y-F} - A^2}$$

$^{14}N(p,p)$

θ_{lab}	θ_{CM}	$d\sigma/d\Omega_{CM}$ (mb/sr)	stat.	$A_p \pm dA_p$
15	16.	745.71	0.1	- 1.2 ± 0.2
25	26.7	565.61	0.2	- 12.8 ± 0.2
30	32.0	354.5	0.4	- 19.6 ± 0.5
35	37.3	185.1	0.4	- 27.0 ± 0.5
40	42.6	91.3	0.9	- 34.3 ± 1.
45	47.9	39.37	0.1	- 30.0 ± 0.1
50	53.1	28.5	0.1	- 0.7 ± 0.1
55	58.3	25.5	1.2	+ 24.6 ± 1.5
60	63.5	30.36	1.7	+ 34.3 ± 2.
65	69.0	32.85	0.1	+ 35.0 ± 0.1
70	74.2	33.05	0.15	+ 32.5 ± 0.17
75	79.3	27.74	0.18	+ 31.51 ± 0.17
80	84.4	23.37	0.18	+ 29.9 ± 0.22
85	89.4			+ 27.7 ± 2.2
90	94.5	11.82	0.18	+ 29.0 ± 0.20
95	99.4	6.89	0.24	+ 28.29 ± 0.31
100	104.4	4.89	0.35	+ 27.3 ± 0.4
105	109.3	3.04	0.5	+ 24.84 ± 0.47
110	114.2	2.35	0.5	+ 27.5 ± 0.6
115	119.0	2.10	0.5	+ 41.9 ± 0.48
120	123.8	2.32	0.6	+ 60.15 ± 0.6
125	128.6	2.75	0.6	+ 74.17 ± 0.45
130	133.4	3.60	0.5	+ 79.3 ± 0.4
135	138.1	3.87	0.5	+ 83.13 ± 0.33
140	142.8	4.54	0.4	+ 79.93 ± 0.32
150	152.2	3.90	0.34	+ 71.83 ± 0.33
155	156.9	3.15	0.4	+ 65.35 ± 0.33
165	166.	1.96	0.4	+ 44.37 ± 0.36

$^{15}N(p,p)$

		22,4 MeV			24,5 MeV			26 MeV		
θ_{lab}	θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/str	A_p	dA_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/str	A_p	dA_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/str	A_p	dA_p
20	21,35	840,04	0,061	0,001	854,34	0,069	0,001	1825,93	0,071	0.001
25	26,70	548,68	0,140	0,001	564,64	0,0147	0,0015	529,18	0,128	0,001
30	32	310,14	0,206	0,002	300,33	0,200	0,002	288,86	0,195	0,002
35	37,3	159,63	0,302	0,003	156,94	0,298	0,003	142,59	0,268	0,002
40	42,5	71,80	0,401	0,002	66,20	0,352	0,003	56,36	0,312	0,003
45	47,8	34,59	0,364	0,004	32,68	0,218	0,004	28,31	0,099	0,005
50	53	24,43	0,040	0,005	23,42	- 0,152	0,005	23,05	-0,27	0,005
55	58,2	25,40	-0,181	0,005	26,05	- 0,30	0,004	25,77	-0,385	0,005
60	63,4	28 49	-0,213	0,005	28,09	-0,291	0,005	26,03	-0,359	0,005
65	68,6	30,75	-0,196	0,005	28,57	-0,237	0,004	26,49	-0,28	0,005
70	73,7	29,84	-0,174	0,005	26,11	-0,187	0,006	22,57	-0,208	0,007
75	78,8	25,54	-0,151	0,005	21,48	-0,155	0,005	18,38	-0,188	0,007
80	83,9	20,65	-0,152	0,006	16,34	-0,164	0,007	13,80	-0,175	0,008
85	88,9	14,96	-0,136	0,007	11,39	-0,187	0,005	9,56	-0,200	0,007
90	93,9	10,32	-0,141	0,006	7,34	-0,270	0,003	5,97	-0,307	0,01
95	98,9	6,42	-0,124	0,006	4,62	-0,385	0,01	3,72	-0,435	0,01
100	103,9	4,12	-0,095	0,015	2,75	-0,510	0,016	2,50	-0,634	0,016
105	108,8	2,58	-0,037	0,017	1,70	-0,525	0,015	1,60	-0,701	0,017
110	113,7	1,73	-0,023	0,02	1,16	-0,559	0,022	1,19	-0,756	0,019
115	118,6	1,40	-0,152	0,024	1,10	-0,540	0,021	1,30	-0,735	0,021
120	123,4	1,46	-0,457	0,022	1,14	-0,540	0,025	1,16	-0,725	0,021
125	128,2	1,73	-0,704	0,014	1,42	-0,700	0,013	1,36	-0,680	0,016
130	133	2,03	-0,860	0,011	1,80	-0,777	0,013	1,60	-0,753	0,014
135	137,8	2,23	-0,923	0,08	2,14	-0,814	0,09	1,89	-0,746	0,012
140	142,5	2,46	-0,96	0,008	2,37	-0,812	0,01	2,10	-0,782	0,011
145	147,3	2,53	-0,969	0,007	2,39	-0,825	0,008	1,83	-0,735	0,013
150	152,0	2,51	-0,947	0,008	2,51	-0,814	0,009	1,90	-0,759	0,011
155	156,7	2,30	-0,896	0,007	2,31	-0,803	0,007	2,17	-0,711	0,01
160	161,3	2,01	-0,821	0,008	1,93	-0,775	0,008	1,94	-0,68	0,01

$^{18}O(p,p)$

		22.4			24.5		
θ_{lab}	θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\sigma}$ mb/str	A_p	dA_p	$\frac{d\sigma}{d\sigma}$	Ap	dA_p
20	21.11	945,3	-0.077	0,066	1013.	0,267	0,05
25	26,37	593,9	-0,133	0,06	590,7	-0,153	0,05
30	31,63	268,94	-0,222	0,06	252	-0,240	0,05
35	36,87	114,09	-0,336	0,05	103,9	-0,332	0,05
40	42,09	42,66	-0,446	0,04	41,25	-0,407	0,04
45	47,30	20,54	-0,183	0,04	22,38	0,005	0,04
50	52,49	24,47	0,229	0,06	28,06	0,327	0,04
55	57,66	33,85	0,247	0,06	34,96	0,282	0,05
60	62,82	37,77	0,187	0,05	34,32	0,216	0,04
65	67,95	37,01	0,113	0,04	30,14	0,137	0,04
70	73,06	30,85	0,042	0,04	23,71	0,065	0,04
75	78,14	22,75	-0,028	0,04	1.6,02	-0,015	0,04
80	83,2	15,72	-0,089	0,04	10,43	-0,070	0,04
85	88,24	9,86	-0,138	0,03	6,25	-0,053	0,04
90	93,25	5,91	-0,083	0,04	3,65	0,069	0,04
95	98,24	3,65	0,132	0,04	2,31	0,335	0,04
100	103,20	2,47	0,424	0,04	1,82	0,769	0,04
105	108,14	2,12	0,729	0,04	1,69	0,861	0,04
110	113,06	2,34	0,881	0,04	1,87	0,930	0,04
115	117,95	2,64	0,840	0,04	1,77	0,768	0,04
120	122,82	2,45	0,727	0,04	1,55	0,780	0,03
125	127,66	2,24	0,666	0,04	1,46	0,640	0,03
130	132,49	2,01	0,631	0,03	1,23	0,673	0,03
135	137,30	1,79	0,609	0,03	1,07	0,653	0,03
140	142,09	1,58	0,645	0,03	0,955	0,767	0,03
145	146,86	1,30	0,760	0,03	0,824	0,766	0,03
150	151,62	1,15	0,852	0,03	0,69	0,842	0,03
155	156,37	1,01	0,941	0,03	0,565	0,821	0,04
160	161,11	0,94	0,971	0,03	0,463	0,895	0,04
165	165,84	0,913	0,840	0,03	0,374	0,759	0,04

$^{17}O(p,p)$

24,5 MeV

θ_{lab}	θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\sigma}$	A_p	dA_p
24	25,4	506,3	-1,30	0,006
34	38,05	100,2	-0,329	0,006
48	50,59	26,69	0,158	0,005
60	63,01	34,67	0,234	0,005
72	75,31	25,54	0,056	0,04
84	87,46	9,23	0,02	0,004
96	99,46	3,50	0,44	0,004
109	111,31	1,83	0,749	0,008
120	123,01	1,85	0,571	0,01
128	134,58	1,90	0,540	0,01
144	146,04	1,95	0,612	0,01
156	157,41	1,65	0,520	0,01

REFERENCES

[1] R. de Swiniarski, thèse (1967) Paris.

[2] B. Mayer, thèse (1971) Orsay.

[3] J. Thirion, R. Beurtey et A. Papineau, Proceedings of the Intern. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons (Bâle 1960) 108.
J. Thirion, R. Beurtey et A. Papineau, J. Physique. Rad. 22, Supp. n° 11 (1961) 10.
R. Beurtey, A. Papineau and J. Thirion, Nuovo Cimento 19, Supp. n° 2 (1961) 207.

[4] A. Abragam and J.M. Winter, Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 375.
A. Abragam and J.M. Winter, Compt. Rend. 255 (1962) 1099

[5] J. Arvieux, thèse (1964) Grenoble.

[6] R. Beurtey et J.M. Durand, Nucl. Instr. Methods 57 (1967) 313.

[7] J.C. Faivre et J.L. Escudié, Rev. de Phys. Appl. 4, n° 2 (1969)

[8] R.M. Craig, J.C. Dore, G.N. Greenlees, J.S. Lilley, J. Lowe and P.C. Rowe, Nucl. Instr. Methods 30 (1964) 269.

[9] P. Darriulat, D. Garreta, A. Tarrats, J. Testoni, Nucl. Phys. A108 (1968)316.

[10] J.C. Faivre, D. Garreta, J. Jungerman, A. Papinean, J. Sura et A. Tarrats, Nucl. Phys. A127 (1969) 1.

[11] E.A. Silverstein, Nucl. Instr. and Methods 4 (1959) 53.

[12] A.G. Blair, C. Glashausser, R. de Swianiarski, J. Goudergues, R. M. Lombard, B. Mayer, J. Thirion et P. Vaganov, Phys. Rev. C1, (1970) 444.

[13] C. Glashausser, R. de Swiniarski, J. Goudergues, R.M. Lombard, B. Mayer et J. Thirion, Phys. Rev. 184 (1969) 1217.

[14] J.L. Escudié, A. Tarrats et J. Raynal
J.L. Escudié, J Gosset, H. Kamitsubo, R.M. Lombard et B. Mayer, Proceeding of the Third International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison 1970.

[15] D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C5 (1972) 626.

[16] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure" Wiley, New York (1955).

[17] K.A. Brueckner, Phys. Rev. 96 (1954) 508.

[18] K.A. Brueckner, A.M. Lockett et M. Rotenberg, Phys. Rev. 121 (1960) 255.

[19] M. Soyeur, thèse (1975), Université de Paris-Sud,

[20] F.D. Becchetti and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190

[21] F.G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745.

[22] C.M. Perey and F.G. Perey, Phys. Lett. 26B (1968) 123.

[23] B.C. Clarck, R.L. Mercier, D.G. Ravenhall and A.M. Saperstein, Phys. Rev. C7 (1972) 466.

[24] W.T.H. Van Oers, Huang Haw, N.E. Davison, A. Ingemarsson, B. Fagerström and G. Tibell, Phys. Rev. C10 (1974) 307.

[25] K.M. Watson, Phys. Rev. 89 (1953) 575.

[26] H. Feshbach, Ann. Rev. Nucl. Sci. 8 (1958) 49.

[27] G.L. Shaw, Ann. of Phys. 8 (1959) 509.

[28] J.S. Bell and E.J. Squires, Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 96.

[29] N. Vinh Mau and A. Bouyssy, Nucl. Phys. A257 (1976) 189.

[30] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Reports C25 (1976) 83

[31] A.K. Kerman, H. McManus and R.M. Thaler, Ann. Phys. 8 (1959) 551.

[32] B. Giraud "Introduction à la Théorie des Collisions Multiples", cours INSTN/DPh-N et communication privée.

[33] K.A. Brueckner and C.A. Levinson, Phys. Rev. 97 (1955) 1344.

[34] M.L. Goldberger and K.M. Watson, Collision Theory, J. Wiley, New York (1964).

[35] A. Chaumeaux, Ann. Phys. 119 (1978) 247 et thèse (1980) Orsay.

[36] D. Vautherin et M. Veneroni, Phys. Lett. 26B (1968) 552.

[37] A.D. McKellar, J.F. Reading and A.K. Kerman, Phys. Rev. C3 (1971) 460.

[38] C.B. Dover et Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A177 (1971) 559.

[39] H. Kidwai and J.R. Rook, Nucl. Phys. A169 (1971) 417.

[40] J. Cugnon, Nucl. Phys. A165 (1971) 393.

[41] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, Phys. Rev. C10 (1974) 1391

[42] G.L. Thomas, B.C. Sinha and F. Duggan, Nucl. Phys. A203 (1973) 305.

[43] D. Slanina and H.McManus, Nucl. Phys. A116 (1968) 271.

[44] W.G. Love and L.W. Owen, Nucl. Phys. A239 (1975) 74.

[45] G. Takeda and K.M. Watson, Phys. Rev. 97 (1955) 1336.

[46] N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, Wiley 1968.

[47] S.A. Gurwitz, Phys. Rev. C22 (1980) 964.

[48] A. Picklesimer and R.M. Thaler, Phys. Rev. C23 (1981) 42.

[49] G.W. Greenlees, G.J. Pyle and Y.C. Tang, Phys. Rev. 171 (1968) 1115.

[50] F. Perey, D.S. Saxon, Phys. Lett. 10 (1964) 107.

[51] F. Petrovich, H. McManus, V.A. Madsen, J. Atkinson, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 895.

[52] N. Austern, Phys. Rev. B137 (1965) 752.

[53] C.B. Dover and N. Van Giai, Nucl. Phys. A190 (1972) 373.

[54] C.Y. Wong, Phys. Lett. 63B (1976) 395.

[55] W.D. Myers, Nucl. Phys. A145 (1970) 387.

[56] G.D. Alkhazov, T. Bauer, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, A. Chaumeaux, P. Couvert, G. Cvijanovich, H.H. Duhm, J.M. Fontaine, D. Garreta, A.V. Kulikov, D. Legrand, J.C. Lugol, J. Saudinos, A. Thirion et A.A. Vorobyov, Nucl. Phys. A274 (1976) 443.

[57] G.S. Blanpied et al. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1447.

[58] I. Brissaud, Y. Le Bornec, B. Tatischeff, L. Bimbot, M.K. Brussel et G. Duhamel Nucl. Phys. A191 (1972) 145.

[59] W. Negelé, Phys. Rev. C1 (1970) 1260.

[60] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. C21 (1980) 1568.

[61] I. Sick, Nucl. Phys. A218 (1974) 509 ; Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 152.

[62] B. Frois, Communication privée.

[63] F. Borkowski, G.G. Simon, V.H. Walther et R.D. Wendling, Nucl. Phys. B93 (1975) 461.

[64] I. Brissaud et X. Campi, Phys. Lett. 86B (1979) 141.

[65] H.A. Bethe, Phys. Rev. 167 (1968) 879.

[66] C.L. Rao, M. Reeves et G.R. Satchler, Nucl. Phys. A207 (1973) 182.

[67] H.V. Geramb, Proceedings of "Microscopic Optical Potentials" Hambourg 1978 p. 104.

[68] I. Ahmad and M.Z. Rahman Khan, Nucl. Phys. A135 (1969) 91.

[69] J. Hüfner and C. Mahaux, Ann. of Phys. 73 (1972) 525.

[70] E. Clementel and C. Villi, Nuovo Cimento 2 (1955) 176.

[71] L.G. Gomes, Phys. Rev. 116 (1959) 1226.

[72] T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. 9 (1959) 615.

[73] L.W. Owen and G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 325.

[74] B. Sinha, Phys. Reports. C20 (1975) 1.

[75] F.A. Brieva and J.R. Rook, Nucl. Phys. A291 (1977) 299 ;
Nucl. Phys. A291 (1977) 317.

[76] F.A. Brieva and J.R. Rook, Nucl. Phys. A307 (1978) 493.

[77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, Phys. Rev. C16, (1977) 80
A. Lejeune et C. Mahaux, Nucl. Phys, A295 (1978) 189.

[78] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus et W.G. Love, Nucl. Phys. A284 (1977) 399.

[79] H.A. Bethe, Proceedings of Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1970) p.5

[80] T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A103 (1967) 71.

[81] A.M. Green, Phys. Lett. 24B (1967) 384.

[82] W.D. Myers, Nucl. Phys. A204 (1973) 465.

[83] C.W. Wong et S.A. Moszkowski, Nucl. Phys. A329 (1975) 209.

[84] F. Duggan, M. Lassaut, F. Michel et N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A359 (1981) 141.

[85] F.G. Perey et D.S. Saxon, Phys. Lett. 10 (1964) 107.

[86] W.E. Frahn and R.H. Lemmer, Nuovo Cimento 5 (1957) 523.

[87] F. Petrovich in Microscopic Optical Potentials, Proceedings, Hambourg 1978, Springer Verlag.

[88] B. Sinha et F. Duggan, Phys. Lett. 47B (1973) 389.

[89] G.L. Thomas et B.C. Sinha, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 325.

[90] R. Schaeffer dans "The two body force in nuclei" ed. S.M. Austin et G.W. Crawl Plenum Press (1972).

[91] R. de Vito, Sam M. Austin, W. Sterrenburg et V.E.P. Berg.

[92] L.R.B. Elton, Nuclear radii (ed. Schopper) 1, p. 5.

[93] R.J. Blin-Stoyle, Phil. Mag. 46 (1955) 973.

[94] V.R. Pandharipande, Phys. Lett. 29B (1969) 1.

[95] R.S. MacIntosh , Nucl. Phys. A192 (1972) 80.

[96] A. Messiah, Mécanique Quantique, Dunod (1960).

[97] M.A. Melkanoff, T. Sawada et J. Raynal dans Methods in Computational Physics Vol. 6 ; Academic Press 1966 (Edité par B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg).

[98] I.R. Afnan et Y.C. Tang, Nucl. Phys. A141 (1970) 653.

[99] V.R. Pandharipande, Nucl. Phys.A166 (1971) 317.

[100] K. Kikuchi and M. Kawai, Nuclear matter and nuclear reactions (North Holland, Amsterdam 1968).

[101] J.L. Gammel, R.S. Christian et R.M. Thaler, Phys. Rev. 105 (1957) 311.

[102] P.E. Hodgson, Nuclear reactions and nuclear structure, Clarendon Press, Oxford 1971.

[103] J. Rapaport, J.D. Carlson, D. Bainum, T.S. Cheema, R.W. Finlay, Nucl. Phys. A296 (1978) 95.

[104] J. Rapaport, M. Mirzaa, H. Hadizadeh, D.E. Bainum et R. W. Finlay, Nucl. Phys. A341 (1980) 56.

[105] H.V. Geramb, communication privée.

[106] D.K. Srivaskava, N.K. Ganguly, P.E. Hodgson, Phys. Lett. 51B (1974) 439.

[107] W.T.H. Van Oers, Huang Haw et N.E. Davison, Phys. Rev. C10 (1974) 307.

[108] A. Nadasen, P. Schwandt, P.P. Singh, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, P.T. Debevec, M.D. Kaitchuck et J.T. Meek, Phys. Rev. C23 (1981) 1023.

[109] H.V. von Geramb, F.A. Brieva et J.R. Rook , Proceedings of "Microscopic Optical Potentials" Hambourg 1978.

[110] C. Mahaux, Poceedings of "Microscopic Optical Potentials", Hambourg 1978.

[111] D.C. Agrawal et P.C. Sood, Phys. Rev. C11 (1975) 1854.

[112] G. Passatore, Nucl. Phys. A110 (1968) 91

[113] J.L. Escudié, M. Pignanelli, F. Resmini, A. Tarrats et Y. Terrien : Conf. on Nucl. Phys., Birmingham 1972.

[114] J.L. Escudié, J.C. Faivre, J. Gosset, H. Kamitsubo, R.M. Lombard et B. Mayer Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1251.

[115] J.L. Escudié, Y.R. Gaillard, G. Perrin, P. de Saintignon, M. Buenerd, J.M. Loiseaux, A. Tarrats, H.V. von Geramb, Nucl. Phys. A327 (1979) 349.

[116] M. Massad, thèse 1975, Grenoble.

[117] D. Lebrun, thèse 1975, Grenoble.

[118] E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F. Resmini, R. de Leo, G. d'Erasmo et A. Pantaleo, Proceeding of "Microscopic Optical Potentials" Hambourg 1978

[119] R. de Leo, G. d'Erasmo, A. Pantaleo, G. Pasquariello, G. Viesti, M. Pignanel et H.V. Geramb, Phys. Rev. C19 (1979) 646.

[120] P.J. Van Hall, J.P.M.G. Melssen, S.D. Wassenaar, O.J. Poppema, S.S. Klein et G.J. Nyggh, Nucl. Phys. A291 (1977) 63.

[121] J.J.H. Menet, E.E.Gross, J.J. Malanify et A. Zucker, Phys. Rev. C4 (1971) 1114.

[122] W.F. McGill, R.F. Carlson, T.H. Short, J.M. Cameron, J. Reginald Richardson, I. Slaus, W.T.H. Van Oers, J.W. Verba, D.J. Margaziotis et P. Doherty, Phys. Rev. C10 (1974) 2237.

[123] R.F. Carlson, A.J. Cox, J.R. Nimmo, N.E. Davison, S.A. Elbakr, J.L. Horton, A. Houdayer, A.M. Sourkes, W.T.H. Van Oers et D.J. Margaziotis, Phys. Rev. C12 (1975) 1167.

[124] K. Bearpark, W.R. Graham et G. Jones, Nucl. Phys. 73 (1965) 206.

[125] B.W. Ridley et J.F. Turner, Nucl. Phys. 58 (1964) 509.

[126] E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F.G. Resmini, R. de Leo, G. d'Eras A. Pantaleo, J.L. Escudié, A. Tarrats, Phys. Rev. 21C (1980) 830.

[127] R.M. de Vries et N.J. DiGiacomo, J. Phys. G. Nucl. Phys. 7 (1981) 451.

[128] N.J. DiGiacomo, R.M. DeVries et J.C. Peng, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 527.

[129] L. Ray, Phys. Rev. C19 (1979) 1855.

[130] A. Tarrats, J.L. Escudié et I. Brissaud, Nucl. Phys. A362 (1981) 128.

[131] I. Brissaud et M.K. Brussel, Phys. Rev. C15 (1977) 452.

[132] N. DiGiacomo et al. Phys. Rev. C19 (1979) 1132.
I. Brissaud et X. Campi, Phys. Rev. Lett. 86B (1977) 141.

[133] L. Ray, Phys. Rev. C20 (1979) 1857.

[134] P.U. Renberg, D.F. Measday, M. Pepin, P. Schwaller, B. Favier et C. Richard-Serre, Nucl. Phys. A183 (1972) 81.

[135] G.W. Greenlees, W. Makofske et G.J. Pyle, Phys. Rev. C1 (1970) 1145.